



Echantillonnage direct de franges lumineuses avec des nanodétecteurs supraconducteurs dans un interféromètre en optique intégrée : application à la conception et la réalisation d'un micro-spectromètre SWIFTS

Paul Cavalier

► To cite this version:

Paul Cavalier. Echantillonnage direct de franges lumineuses avec des nanodétecteurs supraconducteurs dans un interféromètre en optique intégrée : application à la conception et la réalisation d'un micro-spectromètre SWIFTS. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENT027 . tel-00622518

HAL Id: tel-00622518

<https://theses.hal.science/tel-00622518>

Submitted on 16 Sep 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Micro et Nanoélectronique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Paul CAVALIER

Thèse dirigée par **Philippe FEAUTRIER** et
codirigée par **Jean-Claude VILLEGIER**

préparée au sein du **CEA - Institut Nanosciences et Cryogénie**
dans l'**École Doctorale EEATS : Electronique, Electrotechnique,**
Automatique et Traitement du Signal

Echantillonnage direct d'interférences lumineuses à l'aide de nanodétecteurs supraconducteurs pour la réalisation d'un micro-spectromètre SWIFTS

Thèse soutenue publiquement le **18 Mai 2011**,
devant le jury composé de :

M Pierre BENECH

Professeur et président de Grenoble-INP Phelma,

M Philippe FEAUTRIER

Ingénieur de recherche CNRS-Grenoble,

M Jean-Paul MANEVAL

Professeur émérite de l'Université Paris-VII,

Mme Laurence MECHIN

Chargée de recherche CNRS-Délégation Normandie, Rapporteur

M Jean-Claude VILLEGIER

Chercheur Expert-Senior au CEA-Grenoble,

M Hugo ZBINDEN

Maitre d'enseignement et de recherche de l'Université de Genève, Rapporteur

Invités :

M Christophe CONSTANCIAS

Docteur-Ingénieur de recherche au CEA-LETI

M Hervé GEOFFRAY

Chercheur au CNES-Toulouse





- PREAMBULE -



-3000 av. JC, région de l'actuel Mercantour, au pied de l'actuel Mont Bégo. Un homme lève les yeux vers le ciel, voit cet astre brulant qu'on appelle « soleil », l'observe. Puis grave dans la pierre des dagues, des têtes d'animaux et des champs. Il joue avec les ombres créées, dirige et aligne ses dagues vers le soleil couchant, associe les gravures avec les éléments. Il en fait ainsi inlassablement, suivi de ses descendants, pendant plus de 1500 ans.

5000 hivers plus tard, d'autres hommes arpentent ces mêmes coteaux escarpés de la dite « Vallée des Merveilles », répertorient et redessinent ces quelque 100000 étranges marques laissées dans la roche... et font le même geste, regardent le soleil le jour, puis le ciel saupoudré d'étoiles la nuit, les yeux empreints d'admiration devant tant de beauté, la pensée mystifiée à la recherche des intentions premières à l'origine des dessins. Qu'auraient-ils fait, à leur place ?

Que peut-il se passer dans ce regard, perdu et admiratif devant l'immensité qu'il sait inaccessible ? Un sentiment de beauté, d'absurdité, d'inspiration ? Tout ça lui échappe et n'importe que peu dans l'instant : il respire et sourit, silencieux.

Puis l'instant laisse place à la réflexion, l'observation : les mouvements se répètent, des cycles se succèdent, mais quels sont-ils ? Pourquoi ? Quels sont ces objets lumineux ? *Qui* sont-ils ? Des échos de l'infini ressassés, obsédants parfois, nécessitant des réponses. Ou une compréhension, pourra-t-on entendre. Ou plutôt un sens ?

L'astronomie aujourd'hui bénéficie d'un effort de recherche que d'autres domaines envient. L'homme s'est construit de nouveaux yeux pour voir plus petit et plus loin, en y mettant les moyens technologiques, financiers et humains, à l'image de sa propre capacité de concentration. « Pour quoi faire ? », demanderont certains. « Pour la science », d'autres diront. Voire beaucoup plus encore.

Toucher au Divin, c'est peut-être ce que l'on cherche tous à travers les mille choses que l'on fait, pour mille et une « bonnes » raisons, plus ou moins maladroitement. Doit-il être si sensationnel pour qu'on en oublie nos peurs...

Mais au fond, l'Homme ne change pas beaucoup.

C'est peut être pour cela que lors d'une certaine nuit à la Bastille de Grenoble, mes yeux aussi se sont levés vers les étoiles, et qu'une joie immense m'a habité à l'idée de créer un lien avec ces flocons de lumière...

Ce mémoire de thèse situera tout d'abord le contexte général de l'observation astronomique, afin d'en cerner les besoins actuels et d'identifier l'utilité du nouvel instrument qui constitue l'objectif des recherches menées. Après une présentation du concept-clé innovant du spectromètre SWIFTS, nous étudierons les différents volets qui le structurent : des nanodétecteurs supraconducteurs ultra-rapides et ultra-sensibles, alliés à une optique intégrée capable de guider la lumière de façon fiable et précise. Nous décrirons le travail de conception du dispositif final mené, puis sa fabrication, ainsi que les moyens mis en œuvre pour caractériser l'ensemble. Les résultats des campagnes de mesures seront analysés, pour enfin conclure sur les perspectives d'application et d'évolution d'un tel instrument.

REMERCIEMENTS

Me voici donc devant l'exercice redouté et attendu, sans lequel cette thèse manquerait d'une âme pour demeurer un 'simple' compte-rendu technique : les Remerciements, une chance de pouvoir rendre humain un tel document !

Mes premiers remerciements vont naturellement à Philippe et Jean-Claude, directeur et co-encadrant de ma thèse, qui m'ont accueilli et ont toujours cru en mes capacités à mener à bien les travaux même, ou en particulier devrais-je dire, lorsque les choses semblaient jouer en ma défaveur. Votre aide et votre soutien m'ont été essentiels pour en arriver là !

Je remercie Laurence Mechin, de l'ENSICAEN, et Hugo Zbinden de l'Université de Genève pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie de plus Pierre Benech (Grenoble-INP) et Jean-Paul Maneval (LPA – Paris) pour avoir accepté d'intégrer le jury de ma soutenance.

Le SWIFTS-SNSPD n'aurait pu voir le jour sans deux personnes absolument cruciales dans ce travail : Alain Morand (IMEP – LAHC) pour l'optique intégrée du dispositif et Christophe Constancias (CEA – LETI) pour la périlleuse lithographie électronique des détecteurs... Votre compétence et votre professionnalisme m'ont beaucoup apporté, et pas seulement pour l'avancement du travail. Je ne remercierai jamais assez Alain pour s'être montré aussi disponible et pédagogue pour m'aiguiller dans la conception puis la caractérisation des guides d'ondes. Christophe, merci encore pour ces heures de tentatives, de galères, puis d'être quand même revenu un matin de janvier pour tenter l'ultime insolation alors que le gong final approchait et qu'on avait bien du mal à y croire... ça valait le coup !

Un grand merci également à Jean-Michel Martinod (CEA – INAC), dont l'expertise dans la conception des cannes cryogéniques fut indispensable à la caractérisation. Merci aussi à Michel Boujard pour la fabrication des pièces, même si je n'ai pas réussi à expliquer clairement à quoi elles allaient servir. En tous cas, ça marche !

Côté fabrication, je remercie Delphine Constantin et Martine Gri de la PTA-CIME pour avoir toujours réagi rapidement pour réaliser mes dépôts et mes découpes, ainsi que Thibault Haccart (PTA-1009) toujours efficace pour solutionner les problèmes rencontrés à la PTA.

Merci aussi à Pierre Kern et Etienne le Coarer de l'IPAG pour les fructueuses discussions afin de me sortir la tête du guidon et voir la portée instrumentale du SWIFTS-SNSPD en astrophysique et ailleurs.

Enfin, les années au CEA m'ont amené à côtoyer beaucoup de personnes de l'INAC-SPSMS, que je remercie toutes chaleureusement pour leur bienveillance et leur aide, malgré ma discrétion : ce sont des encouragements qui m'ont été précieux et que je n'oublie pas. Je vous souhaite à tous une bonne continuation, et j'aurai plaisir à vous recroiser !

Bien entendu, une thèse ne se limite pas à une expérience de recherche en laboratoire, et je dois dire avoir eu la chance inouïe d'avoir pu cultiver une vie 'extérieure' d'une richesse incroyable. Sans vouloir (ni pouvoir, de toutes façons), tout passer en revue, il y a tout de même quelques aspects qui sortent du lot.

Comment considérer toutes ces années sans ces instants d'authenticité, de camaraderie et de don de soi qui m'ont sans cesse accompagné à chaque convocation et même en dehors ? Mon expérience de la réserve opérationnelle au sein de la 6^e Batterie (Taillefer) du 93^e Régiment d'Artillerie de Montagne, depuis mon arrivée en tant que simple militaire du rang puis en tant que sous-officier, a donné une saveur tout à fait unique à cette période. Et parce que les mots tendront à dénaturer le vécu et toute la gratitude que j'éprouve à l'égard des personnes rencontrées, officiers, sous-officiers et militaires du rang, je me contenterai de rappeler ce qui nous unit, en espérant qu'elle continue de nous inspirer où que l'on aille : *Ultra Montes Servire* !

Je ne peux oublier ici une autre facette que je me suis attaché à explorer ces quelques années : l'archéologie. 2 chantiers de fouilles seulement : la Grande Rivoire (Isère) et le Mont Bégo (Alpes-Maritimes), ont suffi pour me déclencher des étincelles qui ne s'éteignent plus ! Était-ce les personnes rencontrées, le contact avec la nature et l'humain, côtoyer l'homme d'hier et d'aujourd'hui, les endroits à la fois simples, magnifiques et imprégnés de vécu, le plaisir de la recherche allié au goût de l'effort physique, ou totalement autre chose encore ? Impossible à dire. Ce qui est sûr, c'est que vous me reverrez ;) Alors, à bientôt !

Je finis en pensant à ceux qui m'ont toujours accompagné, malgré la distance : ma famille, et notamment mes parents. Merci de m'avoir sans cesse soutenu, de près et de loin, et d'avoir fait de sorte, à votre façon et avec vos moyens, que ma route soit toujours la plus aisée possible. Cette thèse vous appartient.

Et comme souvent, me voilà en face de ce que je ne peux pas repousser plus loin... Je pense à cette autre famille, de cœur et d'esprit... d'horizons et d'énergies bien à chacun, on s'est aidés à vivre en se donnant ce qu'on avait de meilleur. Les mots sont tellement dérisoires à côté de ce que je peux ressentir face à vous... ce n'est pas faute d'avoir cherché. Mais en fait les choses sont assez belles ainsi.

Alors merci, simplement, de faire de moi un Homme meilleur.

A tous, bonne route, merci encore!

Paul.

Notre identité d'homme va de naissance en naissance, et de naissance en naissance nous allons bien finir, nous-mêmes, à mettre au monde cet enfant de Dieu que nous sommes...
Christian de Chergé

– TABLE DES MATIERES –

Chapitre I - Introduction

1.	L'observation astronomique	2
1.1.	Que regarde-t-on ?	2
1.2.	Les outils d'observation	3
1.3.	Les contraintes de l'observateur des étoiles	5
1.4.	De nouvelles méthodes d'observation terrestres plus performantes	5
1.5.	L'observation depuis l'espace	7
2.	La spectrométrie pour l'astronomie : un outil pour la compréhension de l'Univers	10
2.1.	La spectrométrie en astrophysique	10
2.2.	L'étude du domaine infrarouge – quelques exemples	11
3.	Une technique de photographie couleur du 19e siècle, pour un spectromètre de nouvelle génération ?	12
3.1.	Des photographies couleur en 1891, un prix Nobel de physique en 1908	12
3.2.	La spectrométrie interférentielle et la méthode de Lippmann	15
4.	Objectifs et plan du mémoire	16
	Références	17

Chapitre II – Principe du Spectromètre SWIFTS

1.	Pourquoi le SWIFTS ?	20
2.	Bases physiques du SWIFTS	20
2.1.	Concept physique	20
2.2.	Spectrométrie à Transformée de Fourier	21
2.2.1.	Principes élémentaires	21
2.2.2.	Avantages de la STF	23
2.2.3.	Echantillonnage	25
3.	Projets de spectromètres intégrés	26
3.1.	Le prototype SWIFTS-IR	26
3.2.	Le SWIFTS-RF	27
3.3.	Le LLIFTS-IR	27
3.4.	Autres techniques de spectromètres intégrés	29
4.	Intérêts du SWIFTS-SSPD	29
4.1.	Une innovation majeure : la lecture directe des franges d'interférences	29
4.2.	Les SNSPD : des nanodétecteurs de photons uniques aux performances prometteuses	29
4.3.	Miniaturisation et basses températures : de nouveaux axes de développement pour les technologies de l'astronomie	30
5.	Idées directrices du SWIFTS-SNSPD	31
	Références	33

Chapitre III – L’Optique Intégrée dans la Conception du SWIFTS-SNSPD

1.	L’optique intégrée : une discipline jeune à l’avenir prometteur	37
2.	Problématique : formation des franges d’interférences	37
3.	Mode réflectif ou contra-propagatif ?	38
4.	Conception du guide	38
4.1.	Technologies de guidage	39
4.2.	Géométries de guides	39
4.3.	Choix du matériau	40
5.	Etude des guides en optique intégrée	41
5.1.	Contraintes et objectifs	41
5.2.	Rappels théoriques d’optique guidée	41
5.2.1.	Propagation des ondes dans un diélectrique planaire	42
5.2.2.	Cas d’un empilement guidant à trois couches	43
5.2.3.	Méthode de l’indice effectif	45
5.3.	Simulations menées	46
5.3.1.	Guide en arête SiN/Saphir	46
5.3.2.	Guide en arête SiN/Saphir, à « cladding » SiO ₂	50
5.3.3.	Courbure des guides – AFMM	55
5.3.4.	Couplage avec SNSPD	56
6.	Fabrication des guides	58
6.1.	Dessin du masque optique	58
6.2.	Déroulé du procédé	59
6.3.	Découpe et clivage des plaques Saphir 100mm	60
6.3.1.	Clivage	60
6.3.2.	Polissages	60
7.	Caractérisation des couches et des guides SiN	61
7.1.	Méthodologie et techniques	61
7.1.1.	Caractérisation physique de la couche mince de SiN	61
7.1.2.	Caractérisation optique des guides	62
7.2.	Résultats et analyse des performances des guides en SiN	64
7.2.1.	Performances en guidage	64
7.2.2.	Importance du couplage	65
7.3.	Analyse des pertes	68
7.3.1.	Analyse des pertes expérimentales	68
7.3.2.	Analyse des pertes de couplage	70
7.3.3.	Analyse des pertes de propagation : courbures et rugosités	76
7.4.	Conclusions	79
7.4.1.	Répartition des pertes	79
7.4.2.	Solutions possibles pour diminuer les pertes	80
7.4.3.	Biréfringence intrinsèque du guide	81
8.	Dessin de l’interféromètre pour le dispositif SWIFTS	82
	Références	84

Chapitre IV – Nanofils Supraconducteurs Détecteurs de Photon Unique

1.	Problématique : relever le profil en intensité de l'onde stationnaire	90
2.	Le choix du SNSPD pour le SWIFTS	90
2.1.	Les arguments majeurs	90
2.2.	Inconvénients	90
2.3.	Avantages	91
3.	Généralités sur les SNSPD	91
3.1.	Qualités des SNSPD	91
3.1.1.	Coups sombres et bruit	91
3.1.2.	Vitesse d'opération	92
3.1.3.	Temps de gigue – « Jitter »	92
3.1.4.	Efficacité quantique (QE)	92
3.2.	Etat de l'art et comparaison avec d'autres détecteurs	93
3.3.	Applications actuelles des SNSPD	95
4.	Mécanismes des SNSPD	95
4.1.	Rappels de supraconductivité	95
4.1.1.	Bref historique	95
4.1.2.	Phénomènes de base de la supraconductivité	96
4.1.3.	Éléments théoriques	99
4.2.	Principes de fonctionnement des SNSPD	102
4.2.1.	Description générale	102
4.2.2.	Bases théoriques – Mécanismes généraux	103
5.	Réalisation et Caractérisation	113
5.1.	Matériaux utilisés	113
5.1.1.	Choix du supraconducteur	113
5.1.2.	Choix du substrat	114
5.1.3.	Supraconductivité des couches minces	115
5.2.	Procédé de fabrication	116
5.3.	Caractérisations des couches et des méandres NbN	117
5.3.1.	Caractérisations physiques	117
5.3.2.	Caractérisations électriques des méandres	119
5.3.3.	Caractérisations électro-optiques des détecteurs	127
6.	Intégration dans le SWIFTS	130
6.1.	Capacités visées	130
6.2.	Choix des dimensions	130
6.3.	Conditions d'opération	130
	Références	131

Chapitre V - Intégration de la Technologie SWIFTS-SNSPD

1.	Du concept instrumental à sa mise en oeuvre	140
1.1.	Récapitulatif de la conception : dispositif final visé	140
1.2.	Fondamentaux sur le système de mesure	140
2.	Masques de fabrication	142
2.1.	Éléments de contrôle – canevas et guides	143
2.2.	Zone SSPD	145

2.3.	Zone SSPD et guides.....	145
2.3.1.	Détecteurs testés.....	147
2.3.2.	Guides testés.....	147
2.4.	Zone SWIFTS-SSPD.....	148
2.4.1.	SSPD-inductances secours.....	148
2.4.2.	Répartition des guides.....	149
2.4.3.	Divers.....	149
2.5.	Dessins et codes de placement.....	150
2.6.	Jeu de masques final.....	150
3.	Séquence technologique de fabrication.....	154
3.1.	Enjeux et difficultés.....	154
3.1.1.	Compatibilité technologique des procédés détecteurs/guides.....	154
3.1.2.	Définition des nanofils supraconducteurs.....	155
3.1.3.	Réalisation des guides.....	163
3.1.4.	« Liftoff » des contacts.....	163
3.1.5.	Gravure sur wafer 4'' isolant.....	163
3.2.	Définition de la séquence complète.....	164
3.3.	Découpe des puces.....	166
4.	Un montage adapté à des besoins exigeants.....	166
4.1.	Un alignement micrométrique en milieu cryogénique.....	166
4.2.	Chaine de caractérisation électro-optique.....	168
	Références.....	170

Chapitre VI – Réalisation et Caractérisation des puces SWIFTS-SNSPD

1.	Instrumentation et caractérisation.....	173
1.1.	Caractérisation physique.....	173
1.2.	Caractérisation électro-optique.....	173
1.2.1.	Objectif.....	173
1.2.2.	Protocoles de mesure.....	174
2.	Etude du lot SWIFTS-SSPD #1.....	179
2.1.	Fabrication.....	179
2.1.1.	Déroulé du process.....	179
2.1.2.	Caractéristiques des puces.....	180
2.2.	Caractérisations des puces de la plaque SWIFTS-SNSPD#1.....	181
2.2.1.	Etudes physiques.....	181
2.2.2.	Mesures Electro-Optiques.....	183
2.3.	Conclusions sur la fabrication et le test de la plaque SWIFTS-SNSPD#1.....	186
3.	Etude du lot SWIFTS-SSPD #2.....	187
3.1.	Fabrication.....	187
3.1.1.	Déroulé du process.....	187
3.1.2.	Caractéristiques des nanofils.....	187
3.2.	Caractérisations des puces de la plaque SWIFTS-SNSPD #2.....	188
3.2.1.	Caractérisations physiques.....	188
3.2.2.	Mesures Electro-Optiques.....	191
3.3.	Conclusions sur la fabrication et le test de la plaque SWIFTS-SNSPD#2.....	199
4.	Capacités spectroscopiques possibles.....	199
	Références.....	201

Chapitre VII - SYNTHÈSE et PERSPECTIVES

Résumé du projet SWIFTS-SNSPD	203
Le chemin parcouru	203
Les résultats obtenus	203
L'utilité d'un tel prototype	203
Les enjeux techniques à relever à court terme	204
Perspectives d'évolution du SWIFTS-SNSPD à moyen et long terme	204
Opération du SWIFTS-SNSPD et systèmes de multiplexage	205
Perspectives instrumentales à investiguer	206
Le SWIFTS-SNSPD pour la spectrométrie	206
Le SWIFTS-SNSPD pour la métrologie des franges en astrophysique	206
Le SWIFTS-SNSPD pour des systèmes de communication optique	208
Un projet d'avenir	210
Diagramme de synthèse du projet	211
Références	212

ANNEXES

Annexe A1	215
Annexe A2	216
Annexe A3	217
Annexe A4	222
Annexe B	224
Annexe C1	226
Annexe C2	232
Annexe D	234
Annexe E1	236
Annexe E2	242
Communications scientifiques	245
Article paru IEEE TAS 2011	247

Chapitre I - Introduction

1. L'observation astronomique	2
1.1. Que regarde-t-on ?	2
1.2. Les outils d'observation	3
1.3. Les contraintes de l'observateur des étoiles	5
1.4. De nouvelles méthodes d'observation terrestres plus performantes	5
1.5. L'observation depuis l'espace	7
2. La spectrométrie pour l'astronomie : un outil pour la compréhension de l'Univers	10
2.1. La spectrométrie en astrophysique	10
2.2. L'étude du domaine infrarouge – quelques exemples	11
3. Une technique de photographie couleur du 19^e siècle, pour un spectromètre de nouvelle génération ?	12
3.1. Des photographies couleur en 1891, un prix Nobel de physique en 1908	12
3.2. La spectrométrie interférentielle et la méthode de Lippmann	15
4. Objectifs et plan du mémoire	16
Références	17

1. L'observation astronomique

1.1. Que regarde-t-on ?

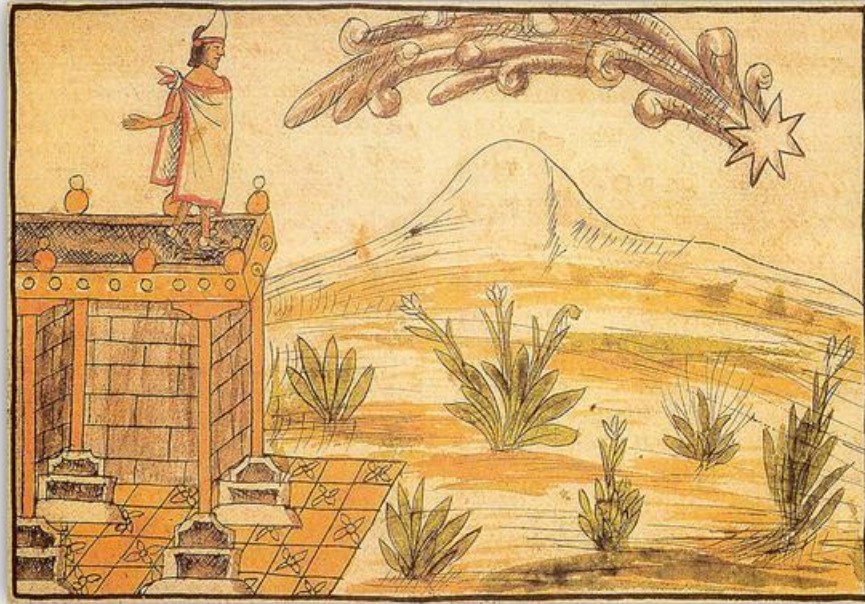


Fig. I - 1: Illustration du Codex Durán (1581) - ©Wikimedia Commons

On cherche, à travers l'observation et l'analyse des corps célestes, à tester et élaborer les théories fondamentales de la physique (relativité générale, physique des particules, cosmologie, théorie des cordes...). Il s'agit de mieux comprendre les lois qui régissent l'univers à grande échelle, ainsi que les éléments constitutifs des objets qui l'habitent.

Les divers champs d'exploration étudient le rayonnement du fond cosmologique, la naissance et l'évolution des étoiles, la dynamique ou la composition des objets stellaires, des phénomènes tels les supernovae ou les pulsars, la recherche d'exo-planètes, pour ne citer que quelques thématiques [1] ...

On s'attache pour cela à récolter les rayonnements électromagnétiques provenant des objets stellaires, caractéristiques de leur nature.

Parmi ces rayonnements on peut distinguer de grands domaines de longueurs d'ondes où les éléments observés, ainsi que les méthodes appliquées, diffèrent. L'observation astronomique s'est tout d'abord naturellement attachée au domaine visible, mais concerne désormais tout le spectre électromagnétique :

- rayons gamma (longueurs d'ondes $\lambda < 0.1 \text{ \AA}$) : les plus énergétiques, ces rayons sont caractéristiques des phénomènes les plus violents de l'univers. On peut en observer en provenance du centre de galaxies, de quasars, de pulsars...
- rayons X ($\lambda \sim 0.1\text{-}100 \text{ \AA}$) : ces rayons caractérisent des phénomènes également très énergétiques, et peuvent être observés dans des rémanents de supernovae, des galaxies actives, des étoiles à neutrons, par exemple.

- rayons ultraviolets ($\lambda \sim 10\text{-}400\text{ nm}$) : les rayonnements UV proviennent des régions chaudes de l'univers, et permettent l'étude d'étoiles particulières comme les naines blanches.
- rayons visibles ($\lambda \sim 400\text{-}700\text{ nm}$)
- rayons infrarouges ($\lambda \sim 0.7\text{ }\mu\text{m} - 1\text{ mm}$) : le rayonnement infrarouge est caractéristique des régions plus froides de l'univers (moins de quelques centaines de degrés Kelvin). Il est observable dans les nuages de poussières, les gaz moléculaires, et permet l'étude de pouponnières d'étoiles ou d'atmosphères planétaires.
- micro-ondes ($\lambda \sim 1\text{ mm} - 30\text{ cm}$) : le domaine micro-onde est particulier car caractéristique de rayonnements très froids de l'univers. Un bon exemple est celui du fond diffus cosmologique (rayonnement dit « fossile », à 2.7°K), qui fait l'objet d'études toujours plus poussées car il nous donne une vision de l'univers primordial à l'époque du Big Bang.
- ondes radio ($\lambda > 30\text{ cm}$) : la radioastronomie se distingue quelque peu des autres domaines d'observation car les rayons sont plus traités comme des ondes radio, dont on peut mesurer l'amplitude et la phase, que comme des photons. Divers objets stellaires sont émetteurs d'ondes radio (supernovae, amas de galaxies...), ainsi que le gaz interstellaire dont on peut observer les raies spectrales (hélium et hydrogène notamment).

On peut aussi mentionner, parallèlement aux ondes électromagnétiques, les astroparticules (rayons cosmiques composés d'électrons, protons, neutrinos...) qui font l'objet de nouvelles recherches et théories, notamment sur la matière noire et les ondes gravitationnelles.

Il est à noter que chacun des objets stellaires cités ici a généralement une émission spectrale se répartissant sur plusieurs domaines électromagnétiques. On comprend ainsi la nécessité de développer des instruments adaptés, et de les faire travailler conjointement afin d'interpréter plus justement ce qui est observé.

Pour cela, il existe des conditions et des méthodes particulières pour aboutir à une meilleure compréhension du ciel qui s'offre à nous. Nous allons maintenant décrire quelques outils et techniques de l'astronomie d'aujourd'hui, afin de mieux comprendre le contexte global dans lequel le micro-spectromètre SWIFTS se situe.

1.2. Les outils d'observation

L'outil élémentaire de l'observation astronomique est le télescope : cet instrument optique collecte la lumière et augmente la taille apparente des objets. Il permet ainsi d'observer des éléments peu lumineux et de petite taille, autrement invisibles à l'œil nu. Depuis la lunette de Galilée, l'évolution des technologies a permis d'agrandir progressivement les surfaces de collection et les grossissements, menant à des instruments de la dimension du *Gran Telescopio Canarias* (Grand Télescope des Canaries – GTC – Fig.I-2) inauguré en juillet 2009, mettant en œuvre un miroir d'un diamètre de 10,4m à 2400m d'altitude sur l'île de La Palma. On peut mentionner par ailleurs la construction en cours de l'E-ELT (*European Extremely Large Telescope* – Fig.I-3), à Cerro Amazonas (alt. 3064m) au Chili, avec un miroir de 42m de diamètre, pour une finition prévue en 2018.

Ces super-instruments, généralement fruits de grandes coopérations internationales, sont évidemment très complexes et nécessitent des investissements massifs.



Fig. I - 2 (a) et (b) : observation de NGC2770 par le GTC

(a) Le Gran Telescopio Canarias (GTC) exploite un miroir de 10,4m de diamètre [2]

(b) La galaxie NGC2770 d'après l'instrument OSIRIS du GTC. Située à 100 millions d'années lumières, elle est aussi appelée « Usine à Supernovas », puisqu'elle a abrité 2 supernovas et un flash de rayons X durant ces 9 dernières années. Crédits: OSIRIS / Daniel López (IAC) [3]

Grands et petits télescopes au sol travaillent de concert pour explorer l'immensité de l'espace : les instruments complexes nécessitent de longs mois de préparation et de mise en œuvre, ainsi une grande partie de la recherche est effectuée à travers des moyens plus modestes mais plus disponibles.



Fig. I - 3 : Vue d'artiste du futur E-ELT (European Extremely Large Telescope) en comparaison avec l'Arc de Triomphe, et les 4 télescopes élémentaires de 8,20 de diamètre chacun constituant l'actuel VLT (Very Large Telescope), à Paranal au Chili [4].

L'élaboration et la mise en œuvre de télescopes doivent être réalisées pour des conditions d'observation optimales, qui imposent certaines conditions et contraintes.

1.3. Les contraintes de l'observateur des étoiles

Nul besoin d'être astronome pour s'apercevoir qu'il faut des conditions particulières pour ne serait-ce que voir des étoiles : un ciel sans nuage, sans pollution lumineuse, et plus généralement, sans facteur qui vienne perturber ce faible rayon provenant de milliers d'années-lumière jusqu'à notre œil. On constate immédiatement que l'atmosphère joue un rôle très important : ses turbulences et sa composition influent fortement sur les capacités d'observation. Elle peut atténuer, dévier, troubler, voire complètement bloquer les rayonnements.

De façon plus pointue, l'astronome cherche à capter le plus purement possible ces rayons, et pour cela il préférera des environnements où l'atmosphère est stable et contient peu de poussières. Il prendra également en compte l'état de l'atmosphère terrestre au dessus de lui : les turbulences de l'air perturbent les trajectoires des rayons et limitent la qualité des images, pouvant même annuler le bénéfice de grands télescopes. Il cherchera donc un site qui minimise l'effet de ces turbulences, et optera ainsi en priorité pour des emplacements d'observation en altitude^a (jusqu'à 5640m pour le *Tokyo Atacama Observatory* au nord-Chili), à l'écart des villes et de leur pollution particulaire et lumineuse. Il privilégiera également les régions arides, car l'eau présente dans l'atmosphère absorbe et diffuse les rayonnements.

Se placer dans les meilleures situations géographiques ne suffit pas pour éradiquer les défauts d'observation. Il faut également avoir recours à des technologies sophistiquées de correction afin de tirer la quintessence des images de ces télescopes géants.

1.4. De nouvelles méthodes d'observation terrestres plus performantes

Il existe aujourd'hui de multiples systèmes optiques, que nous mentionnerons simplement sans entrer dans les détails, destinés à augmenter par exemple la sensibilité ou le pouvoir de résolution angulaire des télescopes, propriétés optiques importantes à l'observation. La problématique diffère, d'ailleurs, selon que l'on observe depuis le sol ou dans l'espace.

Ainsi, l'optique adaptative permet de mesurer en temps réel les turbulences de l'atmosphère et d'apporter une correction de front d'onde adaptée aux signaux reçus, pour obtenir au sol des images limitées seulement par la diffraction du miroir du télescope. Au VLT (*Very Large Telescope*, Cerro Paranal au Chili), un puissant laser vers le ciel est utilisé en tant « qu'étoile guide » pour l'analyse de front d'onde, et les perturbations atmosphériques qui l'affectent sont répercutées dans le système optique du télescope via la déformation des miroirs à l'aide d'actuateurs piézoélectriques [5]. On compense par là les problèmes liés à l'agitation et à la scintillation de la tache observée, pour obtenir une image avec une dynamique et une résolution spatiale accrues (Fig.I - 4 et 5). On utilise également lorsque c'est possible, c'est-à-dire lorsqu'on trouve des étoiles suffisamment lumineuses dans le champ observé, des étoiles naturelles pour l'analyse de surface d'onde. Les images corrigées dans ces conditions peuvent être de qualité exceptionnelle, meilleures par exemple que celles obtenues avec le télescope spatial Hubble.

^a Notons que l'altitude est un argument privilégié en particulier par la radioastronomie. Il peut s'avérer insuffisant dans les domaines visible ou infrarouge, plus sensibles aux turbulences atmosphériques qui peuvent être importantes en altitude.

Une autre méthode, l'interférométrie, permet de faire travailler conjointement plusieurs télescopes : combiner les signaux de deux télescopes espacés de 100m fournit un pouvoir de résolution équivalent à celui d'un télescope virtuel de 100m de diamètre. Cette technique permet de distinguer notamment deux étoiles très proches, ou encore d'estimer la taille d'une étoile. Les signaux des télescopes du VLT peuvent être combinés par interférométrie, mais l'exemple sans doute le plus frappant est celui de l'interféromètre radio « VLA » (*Very Large Array*, au Nouveau Mexique), qui met en œuvre 27 antennes radio de 25m de diamètre chacune, équivalentes à une seule antenne de 36km de diamètre et précurseur du futur réseau géant ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) qui sera situé au Chili à 5400 m d'altitude. La difficulté dans ce type de technique réside entre autres dans la synchronisation et la calibration correcte des signaux de tous les télescopes, ce qui devient d'autant plus complexe dans les systèmes d'interférométrie à très longue base (*Very Long Base Interferometry* - VLBI) corrélant les signaux de télescopes situés à différents endroits du globe (tels les réseaux VLBA - *Very Long Base Array* - aux Etats-Unis, ou l'EVN - *European VLBI network* - en Europe).

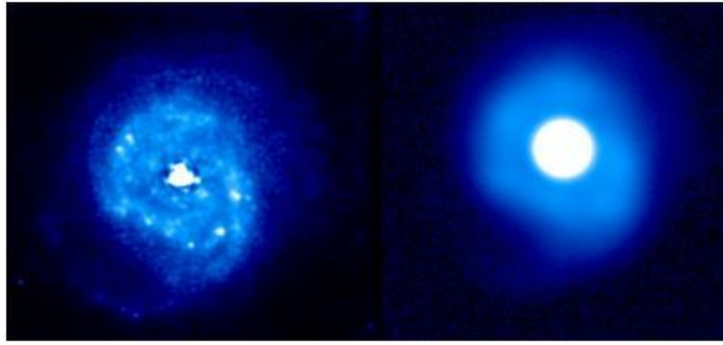


Fig. I - 4 : La galaxie NGC 7469, observée avec et sans optique adaptative (Crédit : CFHT – Canada France Hawai Telescope). [6]



Fig. I - 5 : Observation de la Voie Lactée au VLT, à l'aide du laser guide pointé vers le centre de la galaxie [7]

Globalement, l'observation au sol a de beaux jours devant elle : la construction de grands télescopes est possible, et des techniques de pointe permettent d'atténuer les défauts induits par l'atmosphère terrestre ou de combiner plusieurs télescopes. De plus, le développement reste raisonnable en temps et en complexité.

Toutefois, certains inconvénients en limitent les possibilités de façon irrémédiable. Comme nous avons pu le comprendre plus haut, l'atmosphère joue un véritable rôle d'écran, d'une part en ne laissant filtrer que les ondes visibles et une partie des ondes radio (Fig.I-6), d'autre part en créant un bruit de ciel et une émission diffuse dont il faut tenir compte. Certains rayonnements sont bloqués (gamma, X...), ou noyés (IR, sub-mm...) par l'atmosphère elle-même, restreignant grandement le champ d'études et par là notre capacité de compréhension de l'Univers. Si des techniques ont été développées pour compenser certaines contraintes (optique adaptative répondant aux fluctuations de l'atmosphère – mais pas encore efficacement dans le visible ou le proche IR), elles sont coûteuses et ne sont réservées que pour de rares cas. Les capacités en résolution des instruments terrestres en demeurent globalement affectées, et il reste difficile de voir autour des objets observés (limite à environ 1 seconde d'arc sans optique adaptative).

Dans ces conditions, et parallèlement à la conquête spatiale au XX^e siècle, l'idée vint naturellement de s'affranchir de l'atmosphère terrestre, ce qui donna naissance à l'observation astronomique depuis l'espace.

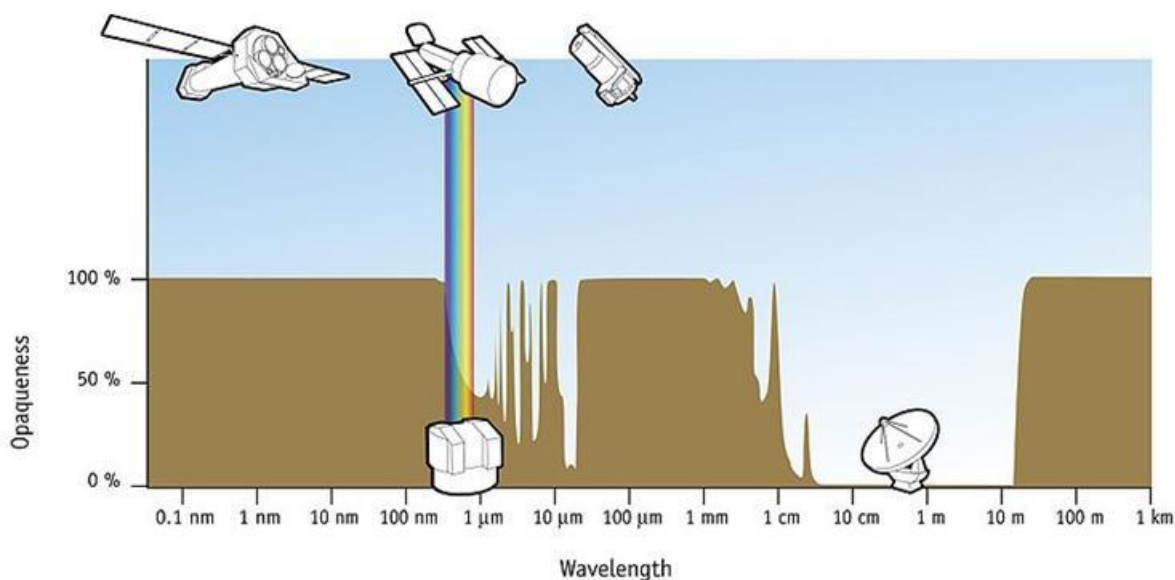


Fig. I - 6 : Opacité de l'atmosphère en fonction des longueurs d'ondes. [8]

1.5. L'observation depuis l'espace

Une avancée majeure dans l'astronomie provient de l'usage des satellites comme stations d'observation : comme nous avons pu le voir précédemment, l'observation au sol est sujette à des conditions qui restreignent le champ d'études. Ainsi, perturbations de l'air et pollution nulle, accès à des rayonnements autrement écrantés par l'atmosphère (Gamma, X, ...), préservation des instruments, sont autant d'arguments qui ont poussé les astronomes à mettre sur orbite leurs stations d'observation, malgré des temps de développement très longs et une complexité des systèmes fortement accrue. On s'attache ici à l'observation spatiale (ex. le télescope Spitzer, Fig.I-7), à ne pas confondre avec l'exploration spatiale qui

consiste à envoyer des sondes à proximité des objets à étudier (ex. les sondes Voyager dans le système solaire).



Fig. I - 7 : Le télescope Spitzer, lancé en 2003. [9]

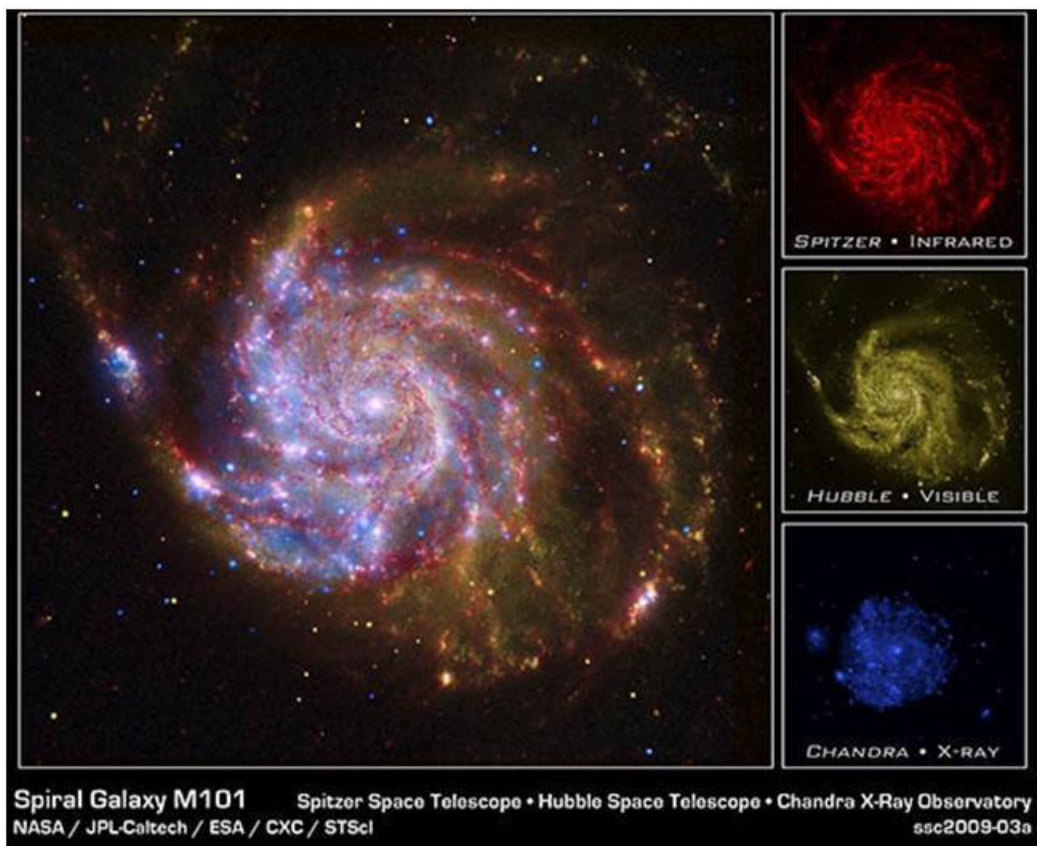


Fig. I - 8 : Image combinée de la galaxie M101 [10]

En rouge, l'image IR obtenue par Spitzer, montrant le chauffage des bras de poussières caractéristique des formations d'étoiles. En jaune, l'image dans le visible de Hubble, montrant les étoiles ainsi que les bras de poussières. En bleu, l'image de Chandra dans les rayons X, dont les

sources proviennent de gaz à des millions de degrés, d'explosions d'étoiles, et de collisions de matières autour du trou noir.

On dénombre en juillet 2010 48 télescopes spatiaux d'observation astronomique en activité (pour un même nombre dont l'activité a cessé), tous domaines d'analyse confondus (Fig.I-9) : rayonnements gamma, X, ultraviolet, visible, infrarouge, micro-ondes, radio, ainsi que pour la détection de particules (électrons et rayons cosmiques).

Depuis les premiers lancements de satellites d'observation (programme OAO – Orbiting Astronomical Observatory, constituant une famille de 4 satellites lancés par la NASA entre 1966 et 1972), ayant fait prendre conscience de l'intérêt majeur des observatoires spatiaux, beaucoup de recherches et de développements ont mené à la réalisation d'observatoires spatiaux (dont le célèbre Hubble, lancé en 1990). L'apport scientifique de ces instruments s'est révélé sans équivalent : outre la cartographie du ciel dans différentes gammes de longueurs d'onde (Fig.I-8), l'observation d'événements (supernovae, flashes de rayonnements...) et de formations stellaires (nuages de poussières, étoiles, galaxies...) autrement inaccessibles a révolutionné l'astronomie et la compréhension de l'univers.

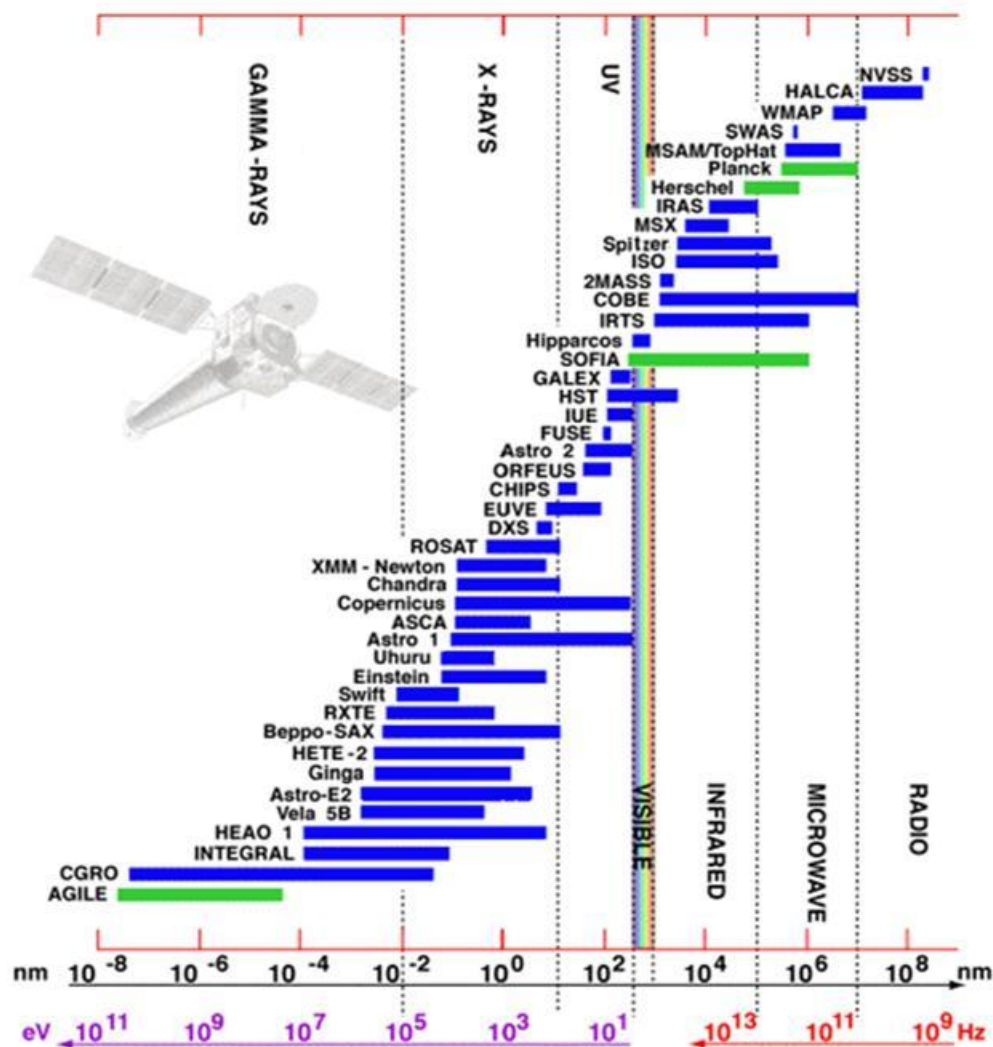


Fig. I - 9 : Satellites d'observation astronomique en activité (en bleu) ou en voie de l'être (en vert) en 2007, avec leurs domaines d'études [11]. Tous sont aujourd'hui en activité.

Pour de tels moyens, de lourds investissements humains, financiers et matériels sont nécessaires. En effet, l'envoi sur orbite d'un satellite et des instruments qui le composent en vue de sa mission commence par l'envoi d'une fusée dans l'espace, qui impose des coûts qui dépendent du poids et du volume que l'on place (de l'ordre de 10000 à 20000 \$/kg). Du fait des prix élevés, le nombre de lancements est réduit, il ne faut donc envoyer que des instruments significativement meilleurs d'une mission à l'autre.

Il est donc d'un intérêt clair de miniaturiser les composants afin de réduire d'une part le coût du lancement, et d'autre part de pouvoir en intégrer plus dans chaque satellite afin d'en étoffer le rendement scientifique.

Après cet aperçu des enjeux et des moyens de l'observation astronomique actuelle, nous allons maintenant nous attacher à une technique particulière de mesure qui permet l'étude de la nature des corps observés : la spectrométrie.

2. La spectrométrie pour l'astronomie : un outil pour la compréhension de l'Univers

De façon générale, la spectrométrie regroupe les techniques d'analyse qui relèvent une grandeur physique pour la classer sur une échelle d'énergie (longueurs d'onde, fréquences, masses...) et dont le résultat est appelé spectre. Lorsque Newton démontre que la lumière blanche est composée de plusieurs couleurs à l'aide de prismes, il pose la base de ce qui fait la spectroscopie d'aujourd'hui : la décomposition des rayons de lumière suivant les longueurs d'ondes qu'ils contiennent.

Ces techniques permettent l'étude des propriétés physico-chimiques des objets observés (matériaux, éléments chimiques...) à travers le rayonnement qu'ils émettent, et sont mises en œuvre dans une grande variété de domaines (physique, chimique, médical...) dont l'astrophysique.

2.1. La spectrométrie en astrophysique

En astrophysique, la spectrométrie tient un rôle central. Comme nous avons pu le constater dans la description de l'observation astronomique précédemment, on voit que les objets stellaires peuvent émettre des rayonnements dans des plages de longueurs d'ondes différentes en fonction de leur nature, leur composition chimique, ainsi que de la matière qui nous en sépare.

Vouloir comprendre ce que l'on observe passe par la mesure des domaines de rayonnements émis, ce qui est précisément la raison d'être des spectromètres.

Par exemple, connaître la composition chimique d'une étoile nécessite de récolter le rayonnement de cette étoile, et d'en dégager les raies d'émission caractéristiques des différents éléments chimiques qui la composent (Fig.I-10).

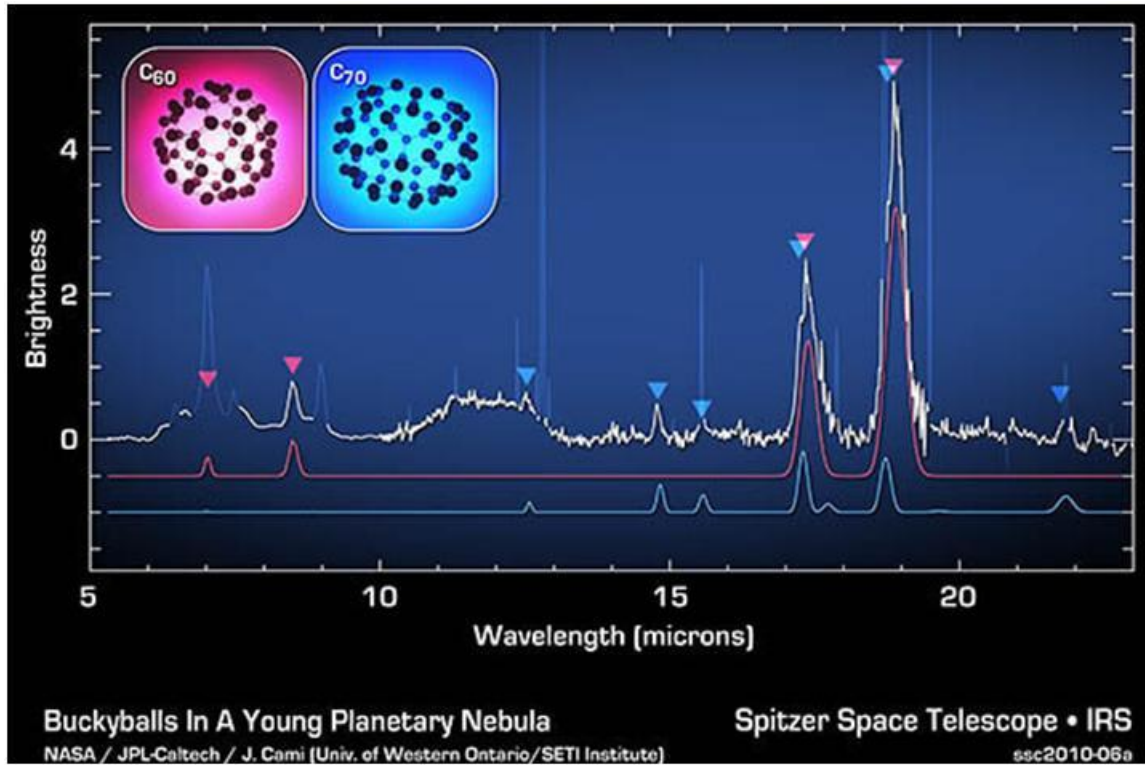


Fig. I - 10 : Relevé spectral d'une région proche d'une étoile, riche en carbone, faisant état de la présence de fullerènes dans l'espace interstellaire. [12]

La spectrométrie regroupant un très large panel de techniques et des cas d'applications très divers (mesures de vitesses par analyse de l'effet Doppler, produisant un décalage spectral, par exemple), nous allons maintenant préciser notre cadre de travail (qui devra idéalement s'élargir à l'avenir pour couvrir le champ d'étude le plus large possible) : le domaine infrarouge.

2.2. L'étude du domaine infrarouge – quelques exemples

S'il existe beaucoup de domaines de rayonnements à étudier, et que chacun contribue différemment aux théories physiques, nous nous attacherons ici à décrire le domaine infrarouge qui constitue la plage de travail initiale que nous visons.

D'une longueur d'onde située entre $0.7\mu\text{m}$ (proche IR) et allant jusqu'à environ $1000\mu\text{m}$ (IR lointain - submillimétrique), les rayonnements infrarouges se situent entre le domaine visible et le domaine micro-ondes. Ils sont donc moins énergétiques que les rayonnements visibles, et de ce fait sont émis par des objets dits 'froids', à des températures inférieures à quelques centaines de degrés Kelvin.

C'est typiquement le domaine privilégié d'étude des formations ou des fins de vies d'étoiles : les poussières stellaires environnantes sont chauffées par ces étoiles, et rayonnent dans l'infrarouge. C'est pourquoi l'observation de ces rayonnements est particulièrement utilisée dans l'étude des galaxies et des « pouponnières d'étoiles », qui libèrent de très forts rayonnements IR. De plus, ce domaine peut révéler la présence d'éléments chimiques tels que la vapeur d'eau dans l'espace, et sert également à analyser les atmosphères des autres planètes du système solaire.

Ainsi, le domaine infrarouge est un domaine incontournable en astronomie, et fait l'objet de missions spatiales spécifiquement dédiées à son étude : le télescope spatial Spitzer, dont des photos ont été montrées auparavant, travaille typiquement dans ce domaine depuis 2003. Un des derniers satellites de l'Agence Spatiale Européenne envoyés en 2009, Herschel [13]-[14], a pour mission d'étudier et de caractériser les propriétés physico-chimiques des objets observés et du milieu interstellaire (taux de métallicité, contenu en poussières, gaz et molécules présents...) dans le domaine submillimétrique. Une nouvelle mission importante de la NASA prévue en 2014, le James Webb Spatial Telescope (JWST), aura pour but de remplacer le télescope Hubble et d'observer l'espace dans le proche et moyen infrarouge (0.6 μ m à 27 μ m) afin d'étudier les formations de galaxies.

Le domaine infrarouge constitue notre première plage de travail pour plusieurs raisons :

- il inclut les longueurs d'ondes télécoms (vers 1.55 μ m), ce qui peut élargir des perspectives d'utilisation de l'instrument dans des milieux industriels plus courants
- c'est un domaine où l'instrumentation optique est aujourd'hui bien développée et maîtrisée, ce qui facilitera la caractérisation du dispositif (variété du matériel sur le marché, prix abordables...)
- Outre leur utilisation en astronomie, les spectromètres dans cette gamme de rayonnements sont toujours sujets à d'intensifs développements.

Une fois présenté le rôle important joué par la spectrométrie infrarouge dans l'étude des objets stellaires, nous allons introduire une méthode particulière de spectrométrie à laquelle nous aurons recours, la spectrométrie de Fourier, dont les bases mathématiques furent posées par Joseph Fourier au 19^e siècle avec ses travaux sur la décomposition des fonctions périodiques en séries trigonométriques convergentes (dites de Fourier). Nous présenterons ensuite le concept du spectromètre SWIFTS en lui-même.

Mais avant cela, nous allons évoquer d'autres recherches, plutôt liées au domaine de l'art et de la culture cette fois, qui ont permis d'aboutir à la réalisation de photographies couleur il y a de cela 150 ans, et plus tard à l'invention de l'holographie. Ce détour n'est pas anodin, car il inspire directement le concept physique à l'origine de SWIFTS.

3. Une technique de photographie couleur du 19^e siècle, pour un spectromètre de nouvelle génération ?

La spectrométrie peut être une discipline répandue et mûre, ses instruments connaissent toutefois des limitations souvent liées à l'étape de séparation des longueurs d'ondes. En effet, il faut pour cela bien souvent des parties mécaniques mobiles pour créer un certain espace afin de disperser distinctement les longueurs d'ondes de façon à ce qu'elles soient lisibles par d'autres instruments (caméra CCD par exemple). On comprend donc que les dimensions limites sont déterminées par les résolutions de ces derniers instruments, qui à l'état actuel ont des tailles minimales de l'ordre du m³.

Afin de s'affranchir de cette limite, ou tout du moins la repousser, il faut imaginer des méthodes différentes associées à des instruments nouveaux, ce que nous allons décrire par la suite.

3.1. Des photographies couleur en 1891, un prix Nobel de physique en 1908

Le physicien Gabriel Lippmann, né en 1845, a mené des travaux dans de nombreux domaines, allant de l'électricité à la photochimie, en passant par l'optique ou la

thermodynamique. Il s'est notamment appliqué à l'étude des techniques de photographie, et fut président d'honneur de la Société française de photographie entre 1897 et 1899. Parmi ses travaux les plus aboutis figure celui qui lui valut le prix Nobel de Physique de 1908, « pour sa méthode de reproduction des couleurs en photographie, basée sur le phénomène d'interférence » [15]-[16]... Au carrefour de la culture, de la technologie et de la science, celle-ci allait contribuer au lancement de la photographie en couleur, même si d'autres méthodes prirent rapidement le devant^a.

Cette méthode, dont les premières photos ont été exposées dès 1891 (Fig.I-11), était bien différente des procédés de synthèse additive (autochromes des frères Lumière) ou soustractive (méthode appliquée par Louis Ducos du Hauron, brevetée en 1868), qui relèvent de reconstitutions indirectes des couleurs d'origine à l'aide de pigments ou de filtres colorés lors de la prise de photographie.



Fig. I - 11 (a) et (b) : (a) Nature morte réalisée par G.Lippmann entre 1891 et 1899 (©Musée de l'Élysée - Lausanne). (b) Photographie d'une plaque Lippmann d'époque. Malgré un temps nuageux et une faible luminosité ambiante, on distingue clairement le bleu azur du ciel dans la plaque.

Les travaux de Lippmann se distinguent par la nature physique des couleurs restituées, qui fait intervenir le phénomène des interférences lumineuses. Les couleurs d'origine interférentielle existent dans la nature : les coquillages nacrés (entre autres) en sont un très bon exemple. Leur microstructure en très fines lamelles réfléchit et transmet une partie de la lumière, lamelle après lamelle. Les ondes réfléchies le sont avec un très faible décalage, et peuvent se 'recombinaient' entre elles de façon constructive ou destructive (en fonction du décalage induit et de la couleur d'origine). Ainsi, cette microstructure peut, suivant les épaisseurs des lamelles, 'détruire' une couleur ou la renforcer du point de vue de l'observateur. C'est là que le terme « couleur physique » (ou « structurelle ») prend tout son sens : il n'y a pas de pigment avec un pouvoir colorant, mais une microstructure de la

^a Le lecteur intéressé par les développements historiques ayant mené à l'élaboration de la photographie interférentielle trouvera un descriptif détaillé fait par P.Connes [18]. Il pourra notamment y voir les rôles joués à différents niveaux par d'éminents scientifiques de l'époque (dont Becquerel et Herschel, parmi d'autres).

matière interagissant directement avec la lumière et sa nature ondulatoire. C'est d'ailleurs le même phénomène qui est à l'œuvre dans les irisations des bulles de savon.

La particularité du procédé Lippmann fut d'élaborer une texture dont la microstructure s'adapterait au paysage exposé. Pour cela, il a utilisé une solution photosensible à base de nitrate d'argent et de bromure de potassium, déposée sur une plaque de mercure jouant le rôle de miroir^a. La lumière arrive sur l'émulsion photosensible, la traverse, est réfléchi par le miroir, formant ainsi des ondes stationnaires résultant des interférences entre les ondes incidente et réfléchi (Fig.I-12).

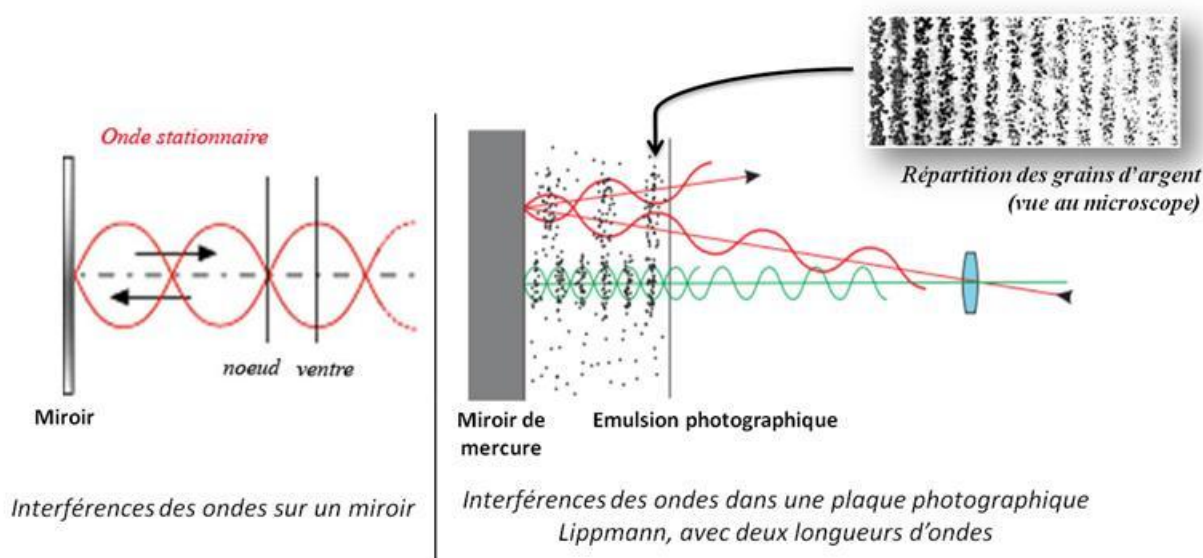


Fig. I - 12 : Principe de la photographie interférentielle de Lippmann. La vue au microscope est issue de la référence [17].

Les nœuds et les ventres de cette onde stationnaire modifient en conséquence les propriétés locales de la gélatine (par agrégation de particules d'argents), influant directement sur son profil d'indice optique. Celui-ci prend progressivement un profil similaire à l'onde stationnaire lumineuse, formant un réseau (d'indice ou d'amplitude suivant la technique^b). L'exposition est maintenue jusqu'à ce que l'émulsion se fige durablement dans ce nouvel état. Au final, l'onde stationnaire électromagnétique a formé une succession de couches d'agrégats d'argent, dont le profil de densité (et donc d'indice optique) suit celui de l'onde initiale.

On procède ensuite à l'éclairage de la plaque par une source de lumière blanche. Celle-ci réagira avec le réseau d'indice, qui ne restituera en chaque point que les longueurs d'ondes correspondant au profil d'indice fixé initialement. En effet, les longueurs d'ondes réfléchies jusqu'à l'observateur sont celles qui n'interfèrent pas destructivement dans le réseau d'indice, mais constructivement. Or les seules à interférer constructivement sont celles multiples ou égales à la période du réseau, établie au préalable par les longueurs d'ondes d'origine. Il y a donc correspondance exacte des couleurs réfléchies avec les couleurs d'origine.

L'ensemble de la plaque restituera donc point par point les couleurs de l'image qui lui a été exposée initialement.

^a Selon une idée suggérée par Zenker.

^b On réalise un réseau d'amplitude avec des grains d'argent métallique (noir). Le réseau d'indice peut être réalisé par blanchiment de l'argent (transformation de l'argent en sels d'argent), ou avec de l'argent colloïdal.

On sent bien ici que les principes de photographie des couleurs sont fondamentalement différents de ceux utilisant des colorants, puisque dans le cas de Lippmann on n'a pas recours à des pigments restituant des mélanges de couleurs primaires, mais à une restitution in situ du spectre de longueurs d'ondes initial.

Le résultat en est d'autant plus probant : les photographies Lippmann d'époque étaient caractérisées par un éclat de couleurs et un naturel que l'on ne retrouvait pas dans les autres techniques. Et pour cause : cette méthode permet de restituer de façon colorimétriquement exacte la scène d'origine, en réémettant précisément le spectre de couleurs originel ^a.

Toutefois la complexité de la méthode imposant un temps de pose long (jusqu'à 1 heure), nécessitant une émulsion avec des grains extrêmement fins (de l'ordre de 10-15 nm, pour réagir de façon bien différenciée à l'échelle des longueurs d'ondes en jeu, soit 400-750 nm), alliée à la toxicité et au coût du miroir de mercure, a empêché son développement face aux autres solutions de photographie couleur plus rapides et moins contraignantes.

Son mérite ne s'en est pas vu pour autant réduit : le prix Nobel fut décerné à Lippmann pour cette technique, et celle-ci reste prise en exemple pour son élégance et sa qualité. Il est aujourd'hui exceptionnel de voir des photographies de Lippmann, qui s'apparentent à des œuvres d'art et continuent d'être admirée par les passionnés de photographie tant la beauté du résultat est gratifiante malgré toute la complexité de sa mise en œuvre.

Ce qui nous intéresse dans ces photographies est la méthode d'extraction des couleurs, faisant appel au phénomène des interférences lumineuses, puisqu'elle fait directement écho à la spectrométrie interférentielle.

3.2. La spectrométrie interférentielle et la méthode de Lippmann

Comme nous avons pu le voir dans la description de la méthode de photographie de Lippmann, la technique employée fait interférer la lumière incidente avec elle-même à l'aide d'un miroir, et crée ainsi des franges d'interférences. A partir de celles-ci, l'étape suivante consiste à restituer les couleurs d'origine, à travers un procédé qui n'est pas sans rappeler les méthodes holographiques.

Ainsi avec sa photographie couleur, Lippmann avait réalisé le tour de force d'exploiter directement les franges d'interférences afin d'en restituer les couleurs originellement présentes. En outre, il explique le principe de cette restitution dans son article de 1894 [16] en effectuant un développement mathématique qui fait amplement appel aux séries de Fourier : on remarque notamment que son écriture de l'intensité lumineuse réfléchie est strictement équivalente à l'écriture d'une transformée de Fourier. En reliant la distribution spatiale de l'onde lumineuse à sa distribution spectrale, Lippmann avait ainsi établi les bases théoriques de la spectrométrie à transformée de Fourier, tout en mettant au point le premier dispositif opérant sur ce principe interférentiel...

Nous pouvons alors mieux comprendre comment cette technique photographique a inspiré à Etienne Le Coarer l'idée du micro-spectromètre SWIFTS (*Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer* – Spectromètre Intégré à Transformée de Fourier d'Onde Stationnaire), que nous allons détailler dans le chapitre suivant : il « suffit » de venir

^a Il faut pour cela que l'on éclaire la photographie avec une source lumineuse contenant toute la gamme de longueurs d'ondes présentes à l'origine. Une lumière blanche constitue donc une bonne solution.

échantillonner l'onde stationnaire formée à proximité immédiate d'un miroir pour connaître les propriétés spectrales de l'onde incidente.

4. Objectifs et plan du mémoire

Après ces généralités sur l'observation astronomique et la spectrométrie, nous décrirons dans un premier temps le principe du nouveau micro-spectromètre SWIFTS. Nous présenterons les enjeux d'un tel dispositif et quelques projets de réalisation (ou d'autres similaires) déjà existants. Nous expliciterons notamment l'innovation majeure que nous proposons en ayant recours à des nanodétecteurs supraconducteurs atypiques, les SNSPD (*Superconducting Nanowire Single Photon Detector* – Nanofil Supraconducteur Détecteur de Photon Unique).

Nous aborderons ensuite la conception du dispositif SWIFTS-SNSPD proprement dit, alliant optique intégrée et technologie supraconductrice. Toutefois, il n'est pas évident de distinguer nettement les considérations relevant des guides de celles relevant des SNSPD, tant les deux parties s'influencent mutuellement fortement. La conception en amont a été conditionnée par les moyens de fabrication puis de caractérisation finaux imaginables. Ce n'est donc pas seulement le dispositif qu'il fallait concevoir, mais l'ensemble fabrication-conditionnement-mesure, chaque partie étant rétroactive sur l'autre. Nous tenterons de décrire clairement les éléments importants qui ont mené au dispositif actuel, même si cela ne correspond pas exactement au déroulement chronologique des recherches menées.

Pour cela, nous mettrons en avant deux grands volets d'étude : l'aspect « optique intégrée » et l'aspect « détecteurs », qui méritent chacun une description détaillée des enjeux au vu de leurs rôles respectifs cruciaux dans le dispositif final. Chaque volet partira des généralités, pour s'affiner sur les travaux menés dans chaque domaine afin d'approfondir leur connaissance et leur maîtrise, que ce soit dans le guidage de lumière ou le comptage de photons, avant l'esquisse du dispositif final. Ce sont ces travaux qui ont permis le développement de l'interféromètre intégré sous la forme d'un guide d'onde en arête (en SiN) bouclé sur lui-même, et des nanodétecteurs en NbN (un supraconducteur classique) à des dimensions et des géométries à l'état de l'art.

Le SWIFTS-SNSPD a pris un début de réalité physique lors de l'étape de dessin des masques finaux, décrite dans la partie « Assemblage technologique ». Il s'agissait alors, au vu des études antérieures et malgré les incertitudes ou difficultés subsistant à divers niveaux, de faire les choix qui s'imposaient au niveau de la conception de la puce finale et de son procédé de fabrication, pour donner corps au dispositif dans les délais impartis. Il sera aussi question de la conception du montage de caractérisation des puces.

La partie « Réalisation et Caractérisation » présentera les échantillons fabriqués et les moyens mis en œuvre pour leur mesure. Nous décrirons la caractérisation des propriétés physiques des couches minces jusqu'aux performances électro-optiques des dispositifs SWIFTS-SNSPD, dont nous présenterons les résultats les plus significatifs.

Enfin, le chapitre « Synthèse des résultats et perspectives » récapitulera le travail réalisé pour aboutir au premier dispositif tout intégré d'optoélectronique supraconductrice. Nous tenterons d'évaluer les pistes d'exploration possibles grâce aux acquis : il sera question d'évolutions du SWIFTS-SNSPD, ainsi que d'applications potentielles de la capacité nouvelle et unique de lecture directe de franges d'interférences.

Références

- [1] "http://www.astronomes.com/c0_histoire/p000_main.html."
- [2] "<http://gtctelescope.blogspot.com/>."
- [3] "<http://www.gtcdigital.net/imagenes.php?op1=6&op2=25&gal=20&img=192&ind=0&lang=en>."
- [4] "http://www.eso.org/public/france/astronomy/teles-instr/e-elt_num.html."
- [5] "<http://www.lesia.obspm.fr/astro/optada/pages/naos.html>."
- [6] "<http://media4.obspm.fr/public/FSU/instrumentation/index.html>."
- [7] "<http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:ESO-VLT-Laser-phot-33a-07.jpg>."
- [8] "http://en.wikipedia.org/wiki/File:Ill-2_O3.jpg."
- [9] "<http://www.spitzer.caltech.edu/mission/36-Technology>."
- [10] "<http://www.spitzer.caltech.edu/images/1984-ssc2009-03a-NASA-s-Great-Observatories-Celebrate-the-International-Year-of-Astronomy>."
- [11] "http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Space_telescopes.jpg."
- [12] "<http://www.spitzer.caltech.edu/images/3213-ssc2010-06a-Jiggling-Soccer-Ball-Molecules-in-Space>."
- [13] "http://smc.cnes.fr/HERSCHEL/Fr/GP_science.htm."
- [14] "http://www.herschel.fr/fr/galerie/animations/astronomie_infrarouge.htm."
- [15] G. Lippmann, "<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3068q/f274.r=.langFR>," *Comptes rendus de l'académie des Sciences (Paris)*, 1891, pp. 274-275.
- [16] G. Lippmann, "<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3074r.r=.langFR>," *Comptes rendus de l'académie des Sciences (Paris)*, 1894, pp. 92-102.
- [17] J.-M. Fournier, "Lippmann Color Reproduction," *Proceedings of Tenth Color Imaging Conference: Color Science and Engineering Systems, Technologies, Applications*, SID, eds., 2003, pp. 7-9.
- [18] P. Connes, "Silver salts and standing waves: the history of interference colour photography," *Journal of optics*, vol. 18, 1987, p. 147.

Chapitre II – Principe du Spectromètre SWIFTS

1. Pourquoi le SWIFTS ?	20
2. Bases physiques du SWIFTS	20
2.1. Concept physique	20
2.2. Spectrométrie à Transformée de Fourier	21
2.2.1. Principes élémentaires	21
2.2.2. Avantages de la STF	23
2.2.3. Echantillonnage	25
3. Projets de spectromètres intégrés	26
3.1. Le prototype SWIFTS-IR	26
3.2. Le SWIFTS-RF	27
3.3. Le LLIFTS-IR	28
3.4. Autres techniques de spectromètres intégrés	29
4. Intérêts du SWIFTS-SSPD	29
4.1. Une innovation majeure : la lecture directe des franges d'interférences	29
4.2. Les SNSPD : des nanodétecteurs de photons uniques aux performances prometteuses	29
4.3. Miniaturisation et basses températures : de nouveaux axes de développement pour les technologies de l'astronomie	30
5. Idées directrices du SWIFTS-SNSPD	31
Références	33

1. Pourquoi le SWIFTS ?

Nous avons vu dans le chapitre introductif quelques uns des enjeux de l'observation astronomique, quelle soit terrestre ou spatiale, ainsi que le rôle prépondérant que joue la spectrométrie dans de multiples thèmes de recherche : on comprend ainsi que le développement technologique des spectromètres suscite un grand intérêt scientifique.

De façon plus générale, nous avons aussi remarqué que les besoins de l'astrophysique allient (entre autres) sensibilité, résolution, vitesse et miniaturisation, auxquels nous verrons que notre instrument peut répondre.

Mais le premier créneau dans lequel vient s'inscrire le SWIFTS concerne avant tout le besoin en résolution spectrale : une technique de spectrométrie intégrée permettrait d'atteindre de très grandes résolutions pour des tailles globales d'instrument raisonnables, contrastant avec certains spectromètres à l'œuvre aujourd'hui pouvant occuper des volumes de plusieurs m³. Cette perspective motive aujourd'hui de multiples projets de développement de microspectromètres. En outre, cette miniaturisation a des avantages évidents pour des instruments embarqués sur des satellites spatiaux.

2. Bases physiques du SWIFTS

2.1. Concept physique

Comme il a été décrit dans le chapitre précédent, la méthode de photographie interférentielle utilise l'onde stationnaire créée dans l'émulsion pour restituer ensuite le spectre lumineux de l'onde d'origine.

Ce qui est intéressant ici est l'exploitation de ce profil stationnaire : mathématiquement, le procédé revient à effectuer une transformée de Fourier inverse de l'onde, pour en extraire son spectre. On imagine ainsi que pour toute onde interférant avec elle-même (à l'aide d'un miroir par exemple, comme c'est le cas pour la photographie Lippmann), il suffit de connaître le profil de l'onde stationnaire créée pour effectuer la transformée de Fourier et en déduire le spectre initial.

C'est précisément ce principe qui est à l'œuvre dans le spectromètre SWIFTS : dans la configuration « SWIFTS-Lippmann », une onde est injectée dans un guide optique terminé d'un miroir, créant ainsi une onde stationnaire. Des détecteurs sont apposés le long de ce guide, pour relever point par point l'intensité de cette onde stationnaire. Cette dernière peut être créée d'une autre façon, avec deux ondes se propageant dans des directions opposées : cette solution contra-propagative est celle de la configuration « SWIFTS-Gabor ».

Ces concepts sont décrits en détail dans la publication d'origine de l'instrument [1], d'où est extraite la figure II-1 suivante :

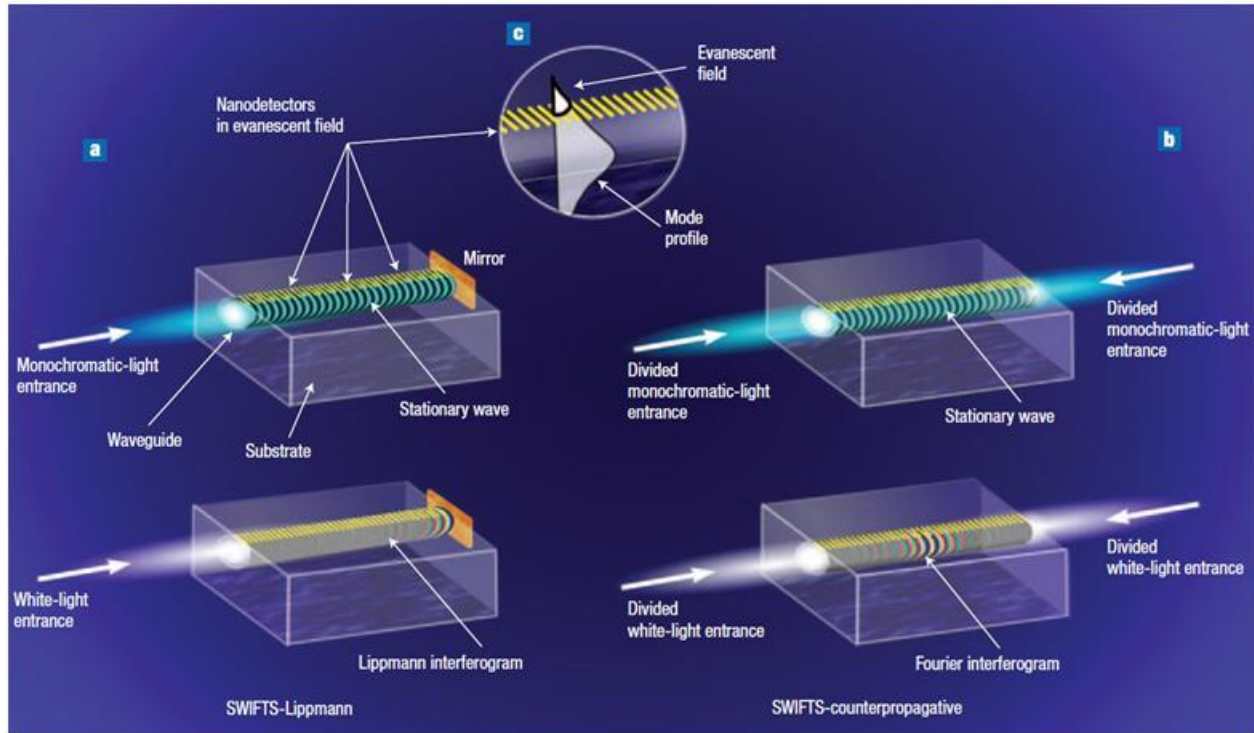


Fig. II - 1 : Schémas de principe (a) d'un SWIFTS-Lippmann (avec un miroir) et (b) d'un SWIFTS-Gabor (en voie contra-propagative), avec injection d'une lumière monochromatique ou blanche dans un guide d'onde. Le dessin (c) indique la position des nanodétecteurs dans le champ évanescent du guide, servant à échantillonner les interférences sous-jacentes.

Le profil de l'interférogramme reconstruit par échantillonnage, on en déduit par transformée de Fourier inverse le spectre initial. On aboutit dans cette façon à une méthode de spectrométrie interférentielle, que nous allons développer dans le paragraphe suivant.

2.2. Spectrométrie à Transformée de Fourier

2.2.1. Principes élémentaires

La spectrométrie à Transformée de Fourier (STF, ou FTS en anglais pour *Fourier Transform Spectrometry*) a vu le jour à la fin des années 1950 (travaux de Connes, Strong, Vanasse...) et fut mise en œuvre de façon courante à partir des années 1970. Ses fondements reposent sur les travaux menés dès le début du siècle par Michelson, qui grâce à son interféromètre éponyme put mesurer très tôt des interférogrammes pour en déduire des données spectrales de la lumière utilisée. Un frein rédhibitoire à l'époque était la longueur des calculs à réaliser, obstacle qui fut progressivement franchi grâce à l'avènement des premiers ordinateurs 60 ans plus tard, et ne constitue plus un problème de nos jours.

Elle se distingue des autres techniques de spectrométrie par sa méthode interférentielle : un signal lumineux est injecté dans un interféromètre (de Michelson, par exemple), qui divise le front d'ondes en 2 ondes séparées et introduit une différence de marche δ entre elles. Ces deux ondes sont ensuite projetées sur un même point, y interférant constructivement ou destructivement suivant l'emplacement, produisant une succession de franges sombres et lumineuses que l'on nomme 'interférogramme'. A partir de la connaissance de celui-ci, nous pouvons en déduire les longueurs d'ondes présentes.

Considérons tout d'abord une onde lumineuse, que l'on peut décrire avec l'expression :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{j(w.t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi)}$$

Cette onde a pour vecteur d'onde $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}$ (\vec{u} indiquant la direction de propagation), fréquence angulaire w , et origine de phase φ .

Considérons maintenant 2 ondes, dont on note les phases totales de la façon suivante :

$$\varphi_1 = w.t - \vec{k} \cdot \vec{r}_1 + \varphi$$

$$\varphi_2 = w.t - \vec{k} \cdot \vec{r}_2 + \varphi' = \varphi_1 + \Delta\varphi$$

$\Delta\varphi$ constitue la différence de phase entre les 2 ondes.

L'étude des interférences entre elles commence par l'écriture du champ total résultant de leur superposition :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{tot} &= \vec{E}_0 (e^{j\varphi_1} + e^{j\varphi_2}) \\ &= \vec{E}_0 (e^{j\varphi_1} + e^{j(\varphi_1 + \Delta\varphi)}) \\ &= \vec{E}_0 \cdot e^{j\varphi_1} (1 + e^{j\Delta\varphi}) \\ &= \vec{E}_0 \cdot e^{j\varphi_1} \cdot e^{j\frac{\Delta\varphi}{2}} \left(e^{j\frac{\Delta\varphi}{2}} + e^{-j\frac{\Delta\varphi}{2}} \right) \\ &= \vec{E}_0 \cdot e^{j\varphi_1} \cdot e^{j\frac{\Delta\varphi}{2}} \cdot 2 \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \end{aligned}$$

Cette expression de l'amplitude totale permet d'accéder à l'intensité du champ résultant :

$$I_{tot} = \|\vec{E}_{tot}\|^2 = E_0^2 \cdot 4 \cos^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) = I_0 (1 + \cos(\Delta\varphi))$$

On voit ainsi une dépendance directe de l'intensité lumineuse en fonction du déphasage entre les ondes, qui est lié à leur différence de marche δ par :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$$

On peut alors réécrire I_{tot} , en fonction du nombre d'onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}$:

$$I_{tot} = I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta \right) \right) = I_0 (1 + \cos(2\pi\sigma\delta))$$

En intégrant sur plusieurs longueurs (ou nombres) d'ondes, $I_0(\sigma)$ étant la distribution spectrale, on trouve :

$$I_{tot}(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\sigma) \cdot (1 + \cos(2\pi\sigma\delta)) \cdot d\sigma$$

$I_{tot}(\delta)$ correspond alors à la transformée de Fourier en cosinus de $I_0(\sigma)$. Mathématiquement, l'interférogramme constitue la transformée de Fourier du spectre.

La transformée inverse donne :

$$I_0(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{tot}(\delta) (1 + \cos(2\pi\sigma\delta)) \cdot d\delta$$

On retrouve ainsi la distribution spectrale en connaissant I_{tot} , qui physiquement correspond au relevé de l'interférogramme. Il suffit donc de mesurer la répartition de l'intensité

lumineuse dans celui-ci pour remonter aux longueurs d'ondes initialement présentes (Fig.II-2).

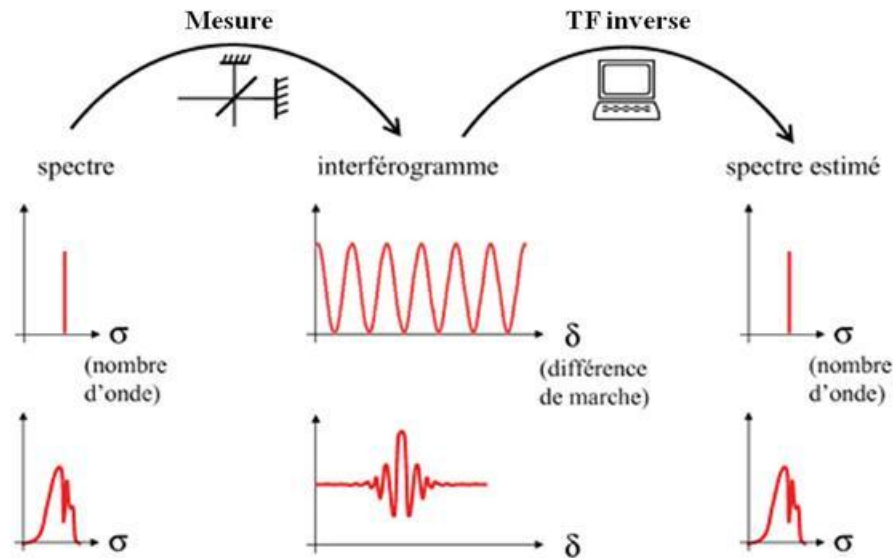


Fig. II - 2 : Récapitulatif des relations signal-interférogramme-spectre. [2]

Cela constitue un grand intérêt en soi puisque l'on a accès directement à l'intégralité des longueurs d'ondes présentes à partir d'un seul signal mesuré. Nous y reviendrons plus en détail dans la rubrique « Avantages ».

De plus, on peut relever que la résolution spectrale R (soit la capacité de distinction des longueurs d'ondes proches), définie par :

$$R = \frac{2nL}{\lambda}$$

dépend directement de la distance L d'analyse de l'interférogramme [1] : il suffit de l'augmenter pour améliorer la résolution.

On peut résumer le fonctionnement d'un STF de la manière suivante : il collecte et enregistre l'interférogramme, puis en effectue la TF inverse pour calculer le spectre. Les modèles existants permettent déjà de très hautes résolutions spectrales, une analyse rapide avec un fort rapport signal sur bruit, tout en travaillant avec des signaux faibles. Toutefois de tels instruments sont volumineux, ce qui restreint leur mise en œuvre, d'où l'enjeu de leur miniaturisation.

2.2.2. Avantages de la STF

La STF présente plusieurs intérêts qui la distinguent des autres méthodes de spectrométrie.

Tout d'abord, on accède directement à l'intégralité du spectre présent à travers l'analyse de l'interférogramme, ce qui revient à un multiplexage intrinsèque du signal, contrairement aux spectromètres dispersifs (monochromateurs ou spectromètres de réseau) qui nécessitent un

balayage séquentiel du spectre^a. Cet avantage est appelé avantage « Multiplex » ou « de Fellgett », et permet de facto une amélioration du rapport signal sur bruit (d'un facteur \sqrt{M} , avec M le nombre d'éléments spectraux à analyser), pour un même temps de mesure, par rapport à un spectromètre dispersif.

Ce gain en performance est d'autant plus notable que les détecteurs utilisés ont un bruit important, ce qui est couramment le cas dans le domaine de la détection des faibles énergies (infrarouge et grandes longueurs d'onde). On voit donc que le recours à la STF est particulièrement indiqué dans le cas de la mesure rapide de larges bandes spectrales, dans l'infrarouge, avec peu de signal.

- Dans notre cas : assez paradoxalement, l'avantage multiplex peut devenir un inconvénient dans le cas où c'est le bruit de grenaille -statistique de Poisson sur des arrivées aléatoires décorrélés, comme dans le cas des photons- qui prédomine sur le bruit de détecteur. En effet, l'aspect multiplex fait que le bruit se répartit alors sur tout le spectre lors de l'inversion de l'interférogramme, indépendamment du niveau du signal [2]. Or l'intérêt des SSPD étant d'avoir un bruit extrêmement faible, cela donne plus de poids au bruit du faisceau laser en entrée qui par nature est un bruit de Poisson.

Un autre avantage est celui dit de l'étendue géométrique (encore appelé avantage de Jacquinot), dû au traitement du faisceau optique incident. Il signifie que la résolution spectrale n'est pas dégradée si la taille apparente de la source est augmentée (ce qui par ailleurs est favorable à un RSB élevé). Il se manifeste dans les systèmes optiques à symétrie de révolution (donc pas seulement à la STF) : contrairement aux spectromètres dispersifs où des pupilles ou des fentes doivent être utilisées pour limiter le faisceau d'entrée (un faisceau trop large aboutit au brouillage des franges), de tels systèmes permettent d'utiliser des sources d'étendue plus grandes et récolter plus de lumière.

Toutefois cet avantage n'est pas réservé à la STF (les spectromètres Fabry-Pérot en bénéficient également), et n'existe pas dans le cas de STF statiques en franges de coin d'air.

- Dans notre cas : nos guides auront des dimensions de l'ordre du micron, et nous travaillerons à une longueur d'onde d'environ 1.5µm. Nous avons donc un système optique à la limite de la diffraction, et qui confine le faisceau dans un guide d'ondes monomode... ceci revient à avoir une pupille intégrée, de dimension plus petite que 'l'étendue' de notre source (faisceau issu d'une fibre optique). L'avantage de Jacquinot ne s'applique pas ici, mais reste à considérer dans le cas de systèmes spectroscopiques à part entière, par exemple dans l'éventualité où le SWIFTS disposerait un système optique plus développé de récolte de la lumière.

Le troisième avantage des STF est appelé avantage de Connes, qui provient de 2 facteurs :

- d'une part, la fonction d'appareil^b est constante pour toute longueur d'onde : chaque longueur d'onde est traitée de la même façon par la STF (ce qui n'est pas forcément le cas de spectromètres à réseau).

^a Par exemple, un prisme disperse un faisceau lumineux en fonction des couleurs qui la composent. Un capteur doit alors parcourir progressivement l'écran sur lequel le spectre est projeté pour en relever la composition, ou il faut avoir recours à une matrice de capteurs et donc à un multiplexage supplémentaire.

^b La fonction d'appareil désigne la fonction de transfert du spectromètre : c'est la forme de la réponse du spectromètre à un signal d'origine. Elle comporte une distorsion intrinsèque du signal mesuré par rapport au signal d'origine, causée par la méthode de mesure.

- d'autre part, cette fonction d'appareil est bien connue mathématiquement : la TF d'un pic de Dirac est un sinus cardinal. Par cette connaissance, on peut donc résoudre une raie de largeur inférieure à la fonction d'appareil.

Ces deux éléments permettent donc une meilleure analyse des raies spectrales : leur forme ne dépend pas de la bande spectrale considérée, et l'on peut s'affranchir mathématiquement de la distorsion induite par la mesure.

- Dans notre cas : en théorie, l'avantage de Connes s'applique au SWIFTS. Toutefois en pratique, la bande spectrale analysable dépend de la dépendance de l'efficacité de détection des SNSPD en fonction de la longueur d'onde.

On constate paradoxalement qu'aucun des avantages ci-dessus ne semble s'appliquer au SWIFTS-SNSPD, excepté celui de Connes (dans une certaine limite)... mais il faut garder à l'esprit que ce que l'on cherche avant tout c'est de réaliser un prototype et de démontrer la validité d'une technologie. Ces avantages pourront prendre de l'importance avec une optimisation ultérieure de l'instrument.

2.2.3. Echantillonnage

Relever un signal, c'est en prélever un échantillon pour l'analyse. L'échantillonnage, qui constitue un vaste sujet en instrumentation et revêt une importance primordiale dans tout traitement électronique de données, est conditionné par les instruments de mesures et leurs capacités en résolutions spatiale et temporelle. La spectrométrie n'échappe pas à la règle, en particulier dans notre cas où les dimensions sont extrêmement réduites, limitant ainsi nos possibilités technologiques de mesure. On ne traitera pas en détail la thématique, très vaste, car nous ne chercherons pas à mettre en œuvre des systèmes sophistiqués de traitement numérique.

En effet, l'objectif sera ici d'échantillonner le signal en suivant le critère de Shannon, car c'est précisément l'atout phare que les SNSPD peuvent apporter au dispositif SWIFTS grâce à leur très petite taille. On n'aura ainsi pas recours aux techniques de sous-échantillonnage, comme cela peut être le cas pour d'autres prototypes de microspectromètres SWIFTS, décrits dans le paragraphe suivant.

Le but est de relever le profil de l'onde stationnaire. Pour cela, on réalisera un relevé moyenné dans le temps de la réponse de chaque détecteur. Nous détaillerons la méthode dans le chapitre concernant la caractérisation des dispositifs finaux.

Remarque : Effets d'un échantillonnage partiel et apodisation

La troncature de l'interférogramme, par impossibilité pratique de le mesurer en entier, entraîne une modification de la réponse spectrale de l'instrument : la TF inverse de l'interférogramme donne une fonction sinus cardinal, et non un pic de Dirac (qui serait le cas pour une sinusoïde infinie), dont les pics secondaires dépendent de l'intervalle de différence de marche mesuré (Fig.II-3). Lorsque celui-ci est faible, on perd en précision, en particulier si l'on doit distinguer 2 raies spectrales proches.

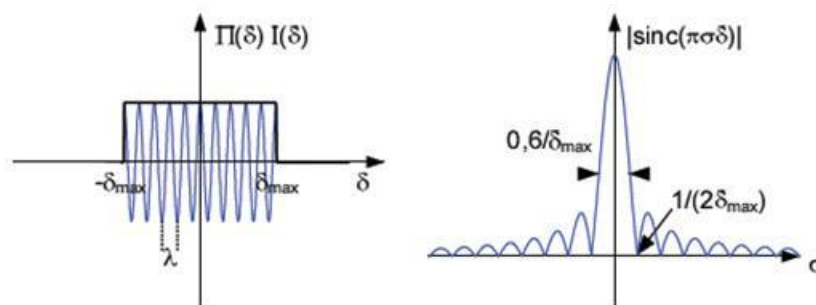


Fig. II - 3 : Effet d'une troncature de l'interférogramme échantillonné sur le spectre recalculé. [3]

Pour contrer cet effet, qui se révèle gênant dans le traitement de spectres étendus du fait de distorsions créées dans le spectre de Fourier, on a couramment recours à un traitement numérique appelé apodisation, qui modifie artificiellement la forme du train d'ondes mesuré afin d'atténuer les rebonds des fonctions sinus cardinales (Fig.II-4). Cette étape a pour inconvénient de réduire la résolution en élargissant le pic principal, il convient donc de trouver un compromis en fonction des capacités visées.

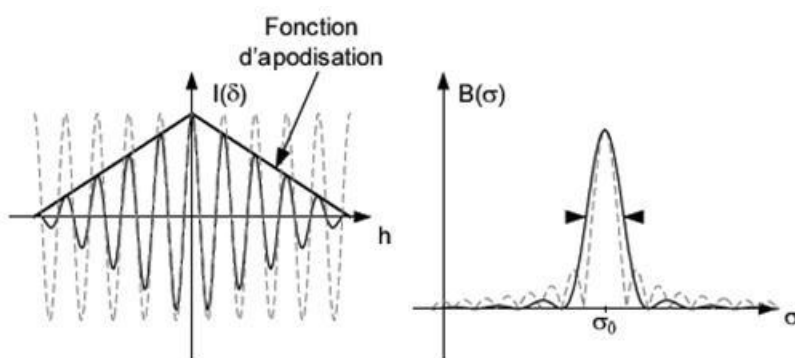


Fig. II - 4 : Interférogramme et spectre recalculé dans deux cas : avec une fonction d'apodisation (trait plein), sans fonction d'apodisation (pointillés) [3]

Dans notre cas, nous n'y aurons pas recours, la résolution visée dans un premier temps étant très basse.

3. Projets de spectromètres intégrés

3.1. Le prototype SWIFTS-IR

L'idée d'origine, telle que publiée dans Nature en 2007 [1], mettait en jeu un guide d'onde bouclé pour créer l'onde stationnaire à analyser, sur lequel étaient répartis des nanofils d'or (de largeur 50nm, espacés de 2.7μm). Ces nanofils d'or, situés dans le champ évanescent du guide, diffusaient la lumière en chaque point proportionnellement à l'intensité sous-jacente.

En venant observer le long du guide à l'aide d'un microscope en champ proche (S-NOM), on est capable de relever l'intensité diffusée par chaque nanofil d'or, et ainsi de reconstruire le profil de l'onde stationnaire présente.

De cette façon, un premier prototype réalisé était en mesure d'atteindre des résultats encourageants, dont notamment une résolution de 4nm sur une plage de longueurs d'ondes de 96nm centrée sur 1.5μm, pour une distance d'analyse proche de 1mm.

Le principal inconvénient de ce prototype provient du relevé du profil de l'onde stationnaire, qui n'était pas possible directement du fait de l'inexistence de détecteurs suffisamment petits pour venir directement relever l'intensité en chaque point.

Pour contourner cette difficulté, il fallait recourir à une observation indirecte : les nanofils d'or diffusent une partie de l'énergie présente, et on vient lire l'intensité diffusée à l'aide d'un microscope en champ proche, ce qui nécessite une instrumentation relativement lourde, annulant ainsi l'intérêt d'un système miniaturisé sur puce. Et pour rendre le profil plus facilement lisible au microscope, il a fallu de surcroît sous-échantillonner le signal, ce qui implique de connaître à l'avance la gamme spectrale du signal que l'on veut analyser (pour établir un sous-échantillonnage correct), et limite les champs d'application tout en rendant le traitement numérique plus lourd (avec notamment le recours à la NFFT – *Nonequispaced Fast Fourier Transform*, pour corriger les variations d'emplacements des plots d'or dues aux défauts de lithographie).

Pour autant, la validité physique du concept SWIFTS-Lippmann était ainsi démontrée, puisque le spectre de l'onde avait été recalculé à partir de l'interférogramme formé dans le guide. Depuis, des travaux d'approfondissement ont été menés et ont abouti à sur le développement de démonstrateurs à part entière [4], et le lecteur pourra trouver une description détaillée de la théorie du SWIFTS dans la référence [5].

3.2. Le SWIFTS-RF

Le projet du SWIFTS-RF [6]-[7]-[8] (Fig.II-5) se propose de transposer le concept SWIFTS au domaine RF, où les longueurs d'ondes sont plus grandes. Les méthodes appliquées sont donc différentes, ayant recours à des voies coplanaires et des détecteurs radiofréquences.

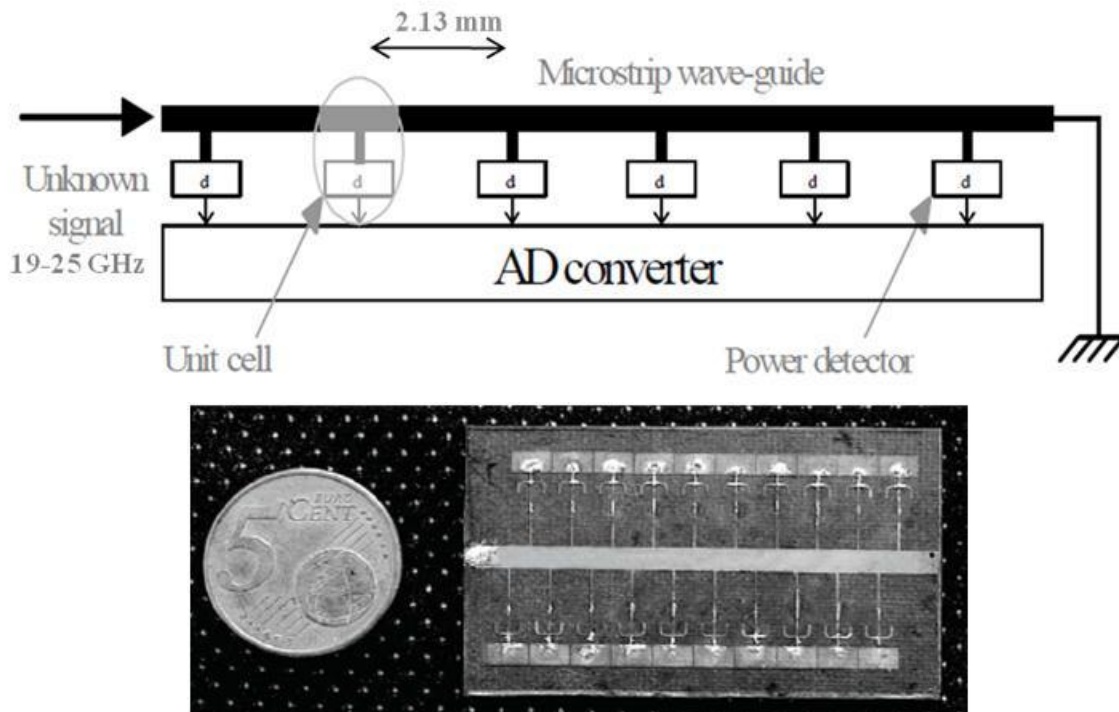


Fig. II - 5 (a) et (b) : diagramme de fonctionnement et prototype d'un SWIFTS-RF.

Les prototypes réalisés appliquaient avec succès la technique SWIFTS sur une gamme 0.3 - 5 GHz, en mesurant le spectre des ondes émises par un téléphone portable, et plus

récemment sur une gamme 19-25GHz où il a été possible de résoudre les raies d'émission de l'eau. Des travaux d'optimisation restent en cours afin de mieux calibrer les détecteurs et réduire les défauts d'adaptation d'impédance (celles-ci induisent des écarts entre les profils d'interférences relevés et attendus d'après les simulations).

3.3. Le LLIFTS-IR

Le LLIFTS [3]-[9]-[10] (*Leaky Loop Integrated Fourier Transform Spectrometer*) est un projet différent mais proche du SWIFTS, son objectif étant similaire (la réalisation d'un spectromètre compact) et son principe ayant recours à la transformée de Fourier d'un interférogramme.

La méthode ici consiste à créer les interférences en divisant le faisceau incident puis en le projetant dans un guide plan. On crée ainsi l'interférogramme sur le flanc à l'extrémité du guide, tel que décrit dans le schéma suivant :

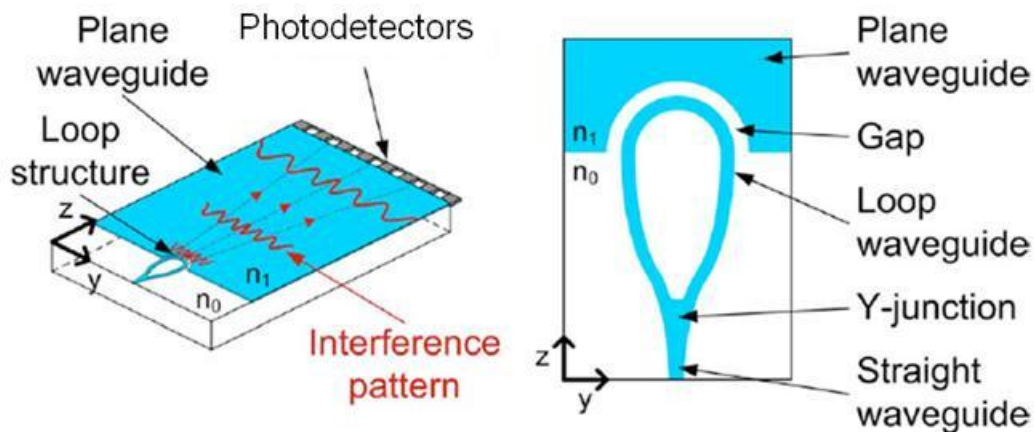


Fig. II - 6 : Principe de fonctionnement du LLIFTS.

Un guide bouclé à pertes rayonne dans un guide plan un profil d'interférences qui est lu sur la tranche de l'échantillon par une barrette de photodétecteurs.

Le concept était de lire l'interférogramme résultant à l'aide d'une barrette de détecteurs, comme il est montré sur le schéma ci-dessus. Grâce à la géométrie du dispositif qui projette et agrandit le système de franges sur la tranche du substrat, on agrandit la taille du système de franges et on peut alors l'échantillonner avec une barrette CCD ayant des pixels de taille micrométrique. Les prototypes effectivement réalisés procédaient au relevé de l'interférogramme à travers un objectif projetant les franges de l'échantillon vers une caméra CCD. Le traitement numérique qui s'ensuit permet par transformée de Fourier de remonter au spectre initial. Les résultats finaux ont démontré des résolutions de l'ordre de 12nm à 1.55μm, pour des puces de dimensions d'environ 45x20 mm².

L'inconvénient principal de cette technique provient de la lecture déportée de l'onde à analyser : on lit bien un interférogramme, mais toujours à l'aide d'une optique additionnelle pour y avoir accès. C'est de cette dernière dont nous voulons nous passer pour le SWIFTS-SNSPD.

3.4. Autres techniques de spectromètres intégrés

L'idée d'échantillonner l'onde stationnaire caractérisant un rayonnement a fait l'objet d'autres travaux sur des microspectromètres dans différents groupes mondiaux. Il existe des prototypes de spectromètres fins d'environ 1mm d'épaisseur, mettant en œuvre des MEMS (*Micromechanical systems*) : un photodétecteur fin et semi-transparent est placé devant un miroir mobile. Ce dernier bouge afin que le photodétecteur échantillonne progressivement l'onde stationnaire [11]-[12]-[13]. De récents résultats ont démontré le relevé de l'onde stationnaire formée à une longueur d'onde de 633nm, bien en accord avec les simulations, et a atteint une résolution de 6nm avec une analyse sur 33 μ m. Il existe toutefois une forte présence d'harmoniques dans le spectre récolté, du fait de réflexions créées par la cavité Fabry-Pérot formée par le détecteur et le miroir.

D'autres groupes ont recours à des réseaux de diffraction accolés à des capteurs [14]-[15], ou encore à des interféromètres de Mach-Zender [16]-[17].

Nous n'entrerons pas plus dans les détails, car notre objet ici est précisément d'éviter toute partie mobile au sein du spectromètre ainsi que l'utilisation d'une matrice externe de capteurs.

4. Intérêts du SWIFTS-SSPD

4.1. Une innovation majeure : la lecture directe des franges d'interférences

Jusqu'ici, nous avons pu voir que le concept SWIFTS est l'objet de recherches actives, motivées notamment par le fait qu'il soit physiquement valide et technologiquement prometteur. Toutefois un frein majeur réside dans la lecture des franges d'interférences : celles-ci étant par nature de faibles dimensions (de l'ordre de la longueur d'onde dans le milieu), il faut un mécanisme de détection capable de reconstruire de façon fiable le profil de l'onde stationnaire. Le critère de Shannon entre ici en compte, traduisant la nécessité d'avoir au moins 2 détecteurs pour une période de l'onde à échantillonner pour en effectuer une analyse sans perte d'information. Pour éviter le problème de la taille du détecteur, les solutions utilisées jusqu'ici proposent de sous-échantillonner le signal, en espaçant les détecteurs selon une période précise (en fonction de la plage de longueurs d'onde à analyser) afin de pouvoir reconstruire le spectre initial en évitant le phénomène d'aliasing.

C'est précisément sur ce point que les détecteurs SNSPD déploient leur potentiel : de tailles extrêmement réduites, les nanofils supraconducteurs qui les constituent sont aussi fins que 40nm, en conservant un espacement de 120nm entre chaque détecteur. Comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre suivant, ces performances sont aujourd'hui inégalées et permettent d'analyser directement le profil stationnaire sans avoir recours au sous-échantillonnage. On élimine ainsi des étapes de développement et de traitement de signal, tout en améliorant la précision du dispositif et sa plage de travail.

Le SWIFTS-SNSPD se proposera donc de tenter d'exploiter les capacités des SSPD pour une lecture in situ de l'interférogramme.

4.2. Les SNSPD : des nanodétecteurs de photons uniques aux performances prometteuses

Outre la taille nanométrique des SNSPD, on peut noter que leurs propriétés intrinsèques, à savoir une grande dynamique ($> \text{GHz}$), une grande sensibilité (photon unique jusque dans l'infrarouge proche), et surtout un faible bruit ($\text{NEP} \sim 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$), sont des avantages qui

les distinguent des autres détecteurs existants et qui sont nécessaires pour des conditions d'observation où très peu de rayonnement est récolté. La nature supraconductrice des détecteurs nous amène de surcroît une très faible consommation de courant, ce qui est un avantage certain au vu des exigences d'économie d'énergie dans un système fonctionnant en totale autonomie.

Nous pouvons également mentionner que par rapport aux autres détecteurs supraconducteurs (bolomètres, TES... qui seront décrits plus précisément dans le chapitre 4), les SNSPD peuvent fonctionner à des températures plus élevées, et ne nécessitent pas d'être refroidis sous 1K.

Nous détaillerons davantage le fonctionnement et les propriétés des SNSPD dans le chapitre qui leur est dédié.

4.3. Miniaturisation et basses températures : de nouveaux axes de développement pour les technologies de l'astronomie

Plusieurs atouts sont à relever dans la conception d'une puce SWIFTS, qui font tout l'intérêt potentiel de l'instrument pour les applications astronomiques.

Tout d'abord, l'intégration du système dans des dimensions réduites permet d'augmenter la résistance et la stabilité mécanique de l'ensemble puisque aucune pièce mobile n'intervient. Ceci est important lorsqu'on considère qu'un satellite croisant dans un vide quasi-absolu nécessite l'utilisation de lubrifiants spéciaux ou de graisses à vide pouvant fonctionner dans ces conditions extrêmes, dans le cas où des systèmes mécaniques sont à l'œuvre. On s'affranchit donc des difficultés liées (dégradations mécaniques, durée de vie limitée, complexité...) en intégrant le dispositif sur une puce. De plus, en l'absence d'ensemble mobile, les vibrations n'affectent pas son fonctionnement et on subit une usure moindre. Nous voyons ainsi que la miniaturisation, outre le gain en poids et en volume appréciables (en pratique et au niveau financier) qu'elle permet, rend également les instruments plus durables et rentables sur le long terme, contribuant à la longévité du système déployé.

Un problème majeur de l'observation astronomique est celui du bruit de la mesure : le signal utile étant très faible, il peut être facilement noyé dans le bruit ambiant d'une part, mais aussi dans le bruit électronique des instruments de mesure eux-mêmes. Ce bruit électronique a plusieurs origines, mais une composante très importante provient du bruit thermique (ou bruit de Johnson).

On comprend donc que le refroidissement est un moyen nécessaire pour diminuer le bruit intrinsèque du détecteur, surtout si l'on considère la faiblesse des intensités des signaux à détecter.

Cette nécessité se révèle d'autant plus importante que l'on observe de plus en plus des objets dits froids ($T < 100\text{K}$), dont le rayonnement se situe dans le domaine infrarouge voire millimétrique, qui nécessite pour la détection un seuil énergétique assez bas ($< 1\text{eV}$). On s'expose ainsi d'autant plus au bruit du système.

De ce point de vue, une nouvelle lignée d'instruments apparaît qui ont systématiquement recours à la cryogénie, le refroidissement à très basses températures permettant dans certains cas des gains remarquables en sensibilité. Pour exemple, les télescopes spatiaux envoyés par Ariane 5 en 2009, Planck et Herschel, sont refroidis respectivement jusqu'à 0.1K et 2K. Ils ouvrent la voie vers une étude plus poussée du rayonnement du fond cosmologique (Fig.II-7), et de la naissance puis de l'évolution des étoiles.

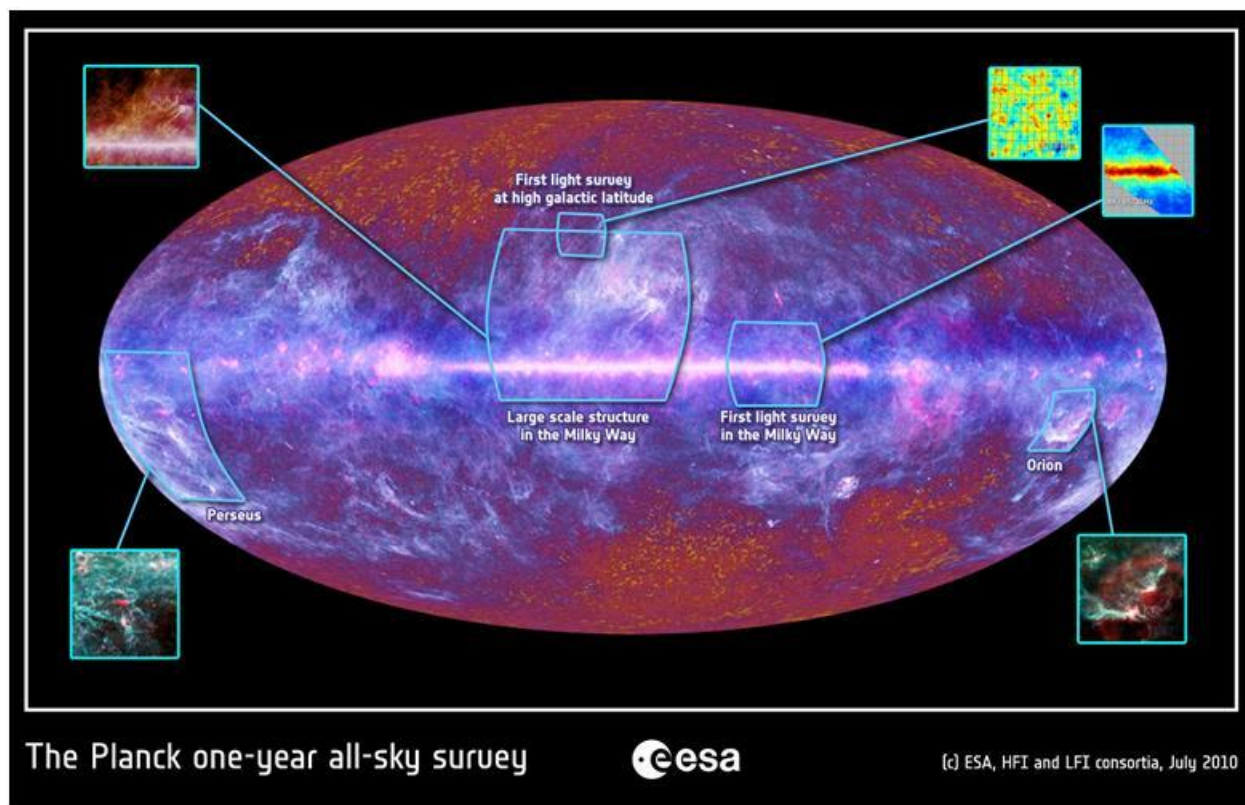


Fig. II - 7 : Première cartographie du ciel faite par le satellite Planck en juillet 2010, montrant le rayonnement fossile à 2.7K du Big Bang (rouge-orange) ainsi que le rayonnement micro-ondes de la Voie Lactée (violet-bleu). Les bolomètres de l'instrument HFI à l'origine de cette image sont refroidis à une température de 0.1K. [18]

Nous voyons ainsi que la nature supraconductrice des SNSPD constitue une qualité dans le cadre de l'observation spatiale. De surcroît, ces détecteurs possèdent des caractéristiques exceptionnelles en vitesse, sensibilité et bruit qui les rendent particulièrement intéressants, et qui expliquent pourquoi ils sont sujet de multiples recherches à travers le monde.

A ce stade, nous avons déjà suffisamment d'éléments pour qualifier l'intérêt du développement du SWIFTS-SNSPD : outre le potentiel scientifique d'un microspectromètre intégré (intégration, résistance, résolution...), on bonifie les apports d'un tel instrument avec les particularités inhérentes aux détecteurs SNSPD (sensibilité, faible bruit, dynamique, basses températures...).

5. Idées directrices du SWIFTS-SNSPD

Avant d'aborder les conséquentes études préliminaires à la réalisation du SWIFTS-SNSPD, voici quelques idées de base qui guideront la progression du manuscrit :

- Nous devons créer l'onde stationnaire : le plus simple est d'avoir un guide bouclé avec une entrée d'injection, comme dans le 1^{er} prototype SWIFTS. Il s'agira de choisir une technologie compatible avec les SNSPD, puis de dimensionner correctement ce guide et d'étudier les moyens de couplage optique.

- Nous devons lire cette onde stationnaire : nous aurons recours aux SNSPD. Les dimensions très réduites imposent une structure convergente des détecteurs, ainsi qu'un agencement adéquat sur la puce. Nous devons fixer le nombre de détecteurs et l'échantillonnage voulu.
- La petite taille de l'entrée du guide (de l'ordre du μm^2 , comme il le sera montré au chapitre 3) impose un système d'alignement stable et contrôlable : il faudra pour cela imaginer un conditionnement et un montage adaptés.

Une fois ces briques de base établies pour la conception, les phases de fabrication et de caractérisation suivront naturellement.

Références

- [1] E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léron del, G. Leblond, P. Kern, J.-marc Fédéli, and P. Royer, "Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry," *Nature Photonics*, vol. 1, Aug. 2007, pp. 473-478.
- [2] Y. Ferrec, "Spectro-imageurs," *Techniques de l'Ingénieur*.
- [3] B. Martin, "Thèse de doctorat - Etude et réalisation d'un spectromètre compact en optique intégrée sur verre," 2009.
- [4] J. Ferrand, G. Custillon, P. Benech, A. Morand, and E. Le Coarer, "Calibration and data reduction of a Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS)," *Transform*, 2009, pp. 3-5.
- [5] J. Ferrand, "Thèse de doctorat : Étude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier : SWIFTS," 2010.
- [6] S. Hemour, F. Podevin, D. Rauly, and P. Xavier, "RF stationary waves integrated Fourier transform," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49, 2007, pp. 1138-1142.
- [7] S. Hemour, F. Podevin, and P. Xavier, "A Broadband Standing Wave RF Interferometer for Fast and Low-Cost Spectral Analysis," *Measurement*, 2009, pp. 938-941.
- [8] S. Hemour, F. Podevin, P. Xavier, P. Benech, and E. Le Coarer, "A wideband standing wave-based spectrometer SWIFTS for the 22-GHz water-line detection," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 53, 2011, pp. 62-65.
- [9] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, P. Kern, L. Jocou, and E. Le Coarer, "Realization of the compact static Fourier transform spectrometer LLIFTS in glass integrated optics," *Optics letters*, vol. 34, Aug. 2009, pp. 2291-3.
- [10] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer, P. Kern, and E. Le Coarer, "Design of a compact static Fourier transform spectrometer in integrated optics based on a leaky loop structure," *Optics letters*, vol. 34, Jan. 2009, pp. 184-6.
- [11] D. Knipp, H. Stiebig, S.R. Bhalotra, E. Bunte, H.L. Kung, and D. a B. Miller, "Silicon-Based Micro-Fourier Spectrometer," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 52, Mar. 2005, pp. 419-426.
- [12] H.L. Kung, S.R. Bhalotra, J.D. Mansell, D.A.B. Miller, and J.S. Harris, "Standing-wave Fourier transform spectrometer based on integrated MEMS mirror and thin-film photodetector," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, 2002, pp. 98-105.
- [13] V. Jovanov, J. Ivanchev, and D. Knipp, "Standing wave spectrometer.," *Optics express*, vol. 18, Jan. 2010, pp. 426-38.

- [14] S. Grabarnik, R. Wolffenbuttel, A. Emadi, M. Loktev, E. Sokolova, and G. Vdovin, "Planar double-grating microspectrometer," *Optics Express*, vol. 15, 2007, p. 3581.
- [15] H. Hosseinkhannazer and J.N. McMullin, "Scanning integrated microspectrometer for lab-on-a-chip applications," *Proceedings of SPIE*, vol. 6796, 2007, pp. 679609-679609-7.
- [16] K. Okamoto, H. Aoyagi, and K. Takada, "Fabrication of Fourier-transform, integrated-optic spatial heterodyne spectrometer on silica-based planar waveguide.," *Optics letters*, vol. 35, Jun. 2010, pp. 2103-5.
- [17] A. Delage, P. Cheben, M. Florjanczyk, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, A. Scott, B. Solheim, and D.-X. Xu, "Static Fourier-transform waveguide spectrometers," *2009 11th International Conference on Transparent Optical Networks*, Jun. 2009, pp. 1-4.
- [18] "http://www.esa.int/images/PLANCK_FSM_03_Black_PreviousReleases_02.jpg."

Chapitre III – L’Optique Intégrée dans la Conception du SWIFTS-SNSPD

1. L’optique intégrée : une discipline jeune à l’avenir prometteur.....	37
2. Problématique : formation des franges d’interférences	37
3. Mode réflectif ou contra-propagatif ?.....	38
4. Conception du guide	38
4.1. Technologies de guidage	39
4.2. Géométries de guides	39
4.3. Choix du matériau	40
5. Etude des guides en optique intégrée.....	41
5.1. Contraintes et objectifs.....	41
5.2. Rappels théoriques d’optique guidée.....	42
5.2.1. Propagation des ondes dans un diélectrique planaire	42
5.2.2. Cas d’un empilement guidant à trois couches	43
5.2.3. Méthode de l’indice effectif	45
5.3. Simulations menées.....	46
5.3.1. Guide en arête SiN/Saphir.....	46
5.3.1.1. Détermination des dimensions.....	46
5.3.1.1.1. <i>Epaisseur maximale</i>	46
5.3.1.1.2. <i>Largeur et hauteur d’arête</i>	47
5.3.1.2. Cartes des champs	48
5.3.1.3. Conclusions sur le guide en arête SiN/Saphir	49
5.3.2. Guide en arête SiN/Saphir, à « cladding » SiO ₂	50
5.3.2.1. Etude de l’empilement SiO ₂ /SiN/Saphir	50
5.3.2.2. Etude cladding SiO ₂ sur arête SiN	51
5.3.2.3. Etude guide plan SiN/Saphir chargé par un ruban SiO ₂	52
5.3.3. Courbure des guides – AFMM	55
5.3.4. Couplage avec SNSPD	56
6. Fabrication des guides.....	58
6.1. Dessin du masque optique	58
6.2. Déroulé du procédé	59
6.3. Découpe et clivage des plaques Saphir 100mm	60
6.3.1. Clivage	60

6.3.2.	Polissages	60
7.	Caractérisation des couches et des guides SiN	61
7.1.	Méthodologie et techniques.....	61
7.1.1.	Caractérisation physique de la couche mince de SiN	61
7.1.2.	Caractérisation optique des guides	62
7.2.	Résultats et analyse des performances des guides en SiN	64
7.2.1.	Performances en guidage.....	64
7.2.2.	Importance du couplage.....	65
7.3.	Analyse des pertes	68
7.3.1.	Analyse des pertes expérimentales.....	68
7.3.1.1.	Alignement fibre-guide.....	68
7.3.1.2.	Clivage et état des flancs	69
7.3.2.	Analyse des pertes de couplage	70
7.3.2.1.	Diffraction du faisceau	70
7.3.2.2.	Recouvrement des champs	71
7.3.2.2.1.	<i>Recouvrements théoriques</i>	72
7.3.2.2.2.	<i>Réévaluation expérimentale – recouvrements réels</i>	74
7.3.3.	Analyse des pertes de propagation : courbures et rugosités	76
7.3.3.1.	Evaluation théorique des pertes.....	76
7.3.3.2.	Evaluation expérimentale.....	78
7.4.	Conclusions	79
7.4.1.	Répartition des pertes	79
7.4.2.	Solutions possibles pour diminuer les pertes.....	80
7.4.3.	Biréfringence intrinsèque du guide	81
8.	Dessin de l'interféromètre pour le dispositif SWIFTS.....	82
	Références	84

1. L'optique intégrée : une discipline jeune à l'avenir prometteur

Le développement des systèmes d'informations dans le monde depuis quelques décennies a vu ses besoins en débit exploser, à tel point de rendre obsolètes les dispositifs préexistants de transmission d'information. De câbles téléphoniques, transmettant des signaux électriques, nous passons à l'utilisation de fibres optiques comme principal vecteur de données dans les télécommunications. Le signal transmis est alors devenu un signal lumineux.

La maîtrise de la transmission de ce signal à des échelles micrométriques et moindres relève d'une discipline récente en physique : l'optique intégrée. Imaginant et créant des dispositifs miniatures sur verre aptes à guider et traiter les flux lumineux, elle peut être vue comme l'évolution quasi « naturelle » des systèmes optiques 'classiques' (montages sur table avec lentilles, réseaux, etc.), analogue à ce que la microélectronique représente pour les montages électriques d'origine.

Sa place est d'autant plus importante aujourd'hui que l'évolution des capacités technologiques industrielles nécessite de façon croissante une mise en œuvre concertée des aspects électriques et optiques, avec la multiplication des systèmes optoélectroniques (ex. lecteurs CD-ROM...).

Le potentiel de l'optique intégrée réside dans sa capacité à s'affranchir des contraintes liées aux systèmes électroniques, associant plusieurs avantages décisifs (insensibilité aux bruits électromagnétiques, vitesses de propagation fortement accrues, etc.) [1]. Les perspectives qu'elle ouvre permettent d'imaginer, entre autres, des ordinateurs quantiques aux puissances surclassant de plusieurs ordres de grandeur celles des ordinateurs actuels.

Le dispositif final SWIFTS relève bien du domaine de l'optoélectronique, puisqu'il permet de mesurer des franges d'interférences lumineuses à l'aide d'un microcircuit supraconducteur. L'optique intégrée intervient ici sur l'aspect guidage de l'onde lumineuse et la production des franges d'interférences, comme nous allons maintenant le préciser.

2. Problématique : formation des franges d'interférences

Afin de créer l'interférogramme, il convient tout d'abord de s'interroger sur la méthode pour y parvenir. Le but étant de faire interférer l'onde lumineuse initiale, deux principales voies sont possibles, à savoir celle utilisant un miroir ou un dispositif pour réfléchir l'onde incidente (mode réflectif ou « Lippmann »), ou bien celle procédant à l'injection de la même onde par deux canaux (mode contra-propagatif ou « Gabor »).

A ce titre, plusieurs éventualités ont été envisagées à différents stades du projet : le mode réflectif semble le plus facile vis-à-vis du guidage étant donné qu'il suffit d'un guide droit aboutissant sur un miroir. L'autre solution consiste en l'utilisation d'un guide réalisant une boucle : on injecte toujours par une seule voie qui se sépare en deux avant de se rejoindre à nouveau, et on forme les franges au milieu de la boucle. Nous détaillerons les avantages et inconvénients de chaque solution qui ont mené au choix actuel.

L'interféromètre conçu doit également tenir compte des contraintes pratiques liées à l'injection du signal optique, ce qui nous amène à la problématique du couplage fibre-guide.

Nous allons maintenant détailler les recherches menées dans le domaine de l'optique intégrée pour le dispositif SWIFTS.

3. Mode réflectif ou contra-propagatif ?

Le choix de l’interféromètre influera de façon décisive sur les études théoriques à mener avant la réalisation.

La première possibilité est l’utilisation d’un miroir pour former des interférences entre l’onde réfléchie et l’onde incidente. Toutefois la réalisation d’un tel miroir, en particulier à une distance très proche des détecteurs, implique plusieurs complications :

- si le miroir est formé par un plot métallique, il faut développer un procédé adéquat. De plus, l’alignement doit être très précis pour ne pas empiéter sur les détecteurs.
- Pour éviter le recours à un plot métallique, il existe la solution d’un miroir de Bragg en optique intégrée : on dessine un guide droit se terminant par un réseau réflectif. On s’affranchit ainsi de plusieurs étapes de procédés, puisque le miroir serait réalisé en même temps que le guide. L’inconvénient de cette méthode est qu’elle soit spectralement sélective et qu’il faille donc bien déterminer la plage de travail en longueurs d’ondes (l’interaction onde-réseau dépendant essentiellement de la longueur d’onde et de la période du réseau), en plus de l’étude et du développement du réseau en lui-même. Des modélisations préliminaires ont été menées en collaboration sans aboutir à des résultats probants.

L’autre possibilité est de choisir la voie contra-propagative : le front d’onde initial est divisé en 2 fronts d’onde distincts, que l’on fait interférer ensuite. Ceci nous permet de toujours injecter par 1 seule voie, et a l’avantage d’être simple de conception. De plus, elle pose les bases pour des applications potentielles où on injecterait 2 ondes distinctes à faire interférer (cas du suiveur de franges notamment), car elle met en œuvre des guides courbes.

Mais cette solution comporte elle aussi des inconvénients, puisque les courbures peuvent induire des pertes par rayonnement importantes.

La sensibilité des SNSPD étant extrême, nous avons estimé que l’important pour effectuer une démonstration de l’effet était qu’un signal, même faible, arrive tout de même et soit lisible. Le temps imparti étant limité, peu de marge de manœuvre était disponible pour développer des procédés sophistiqués ou étudier des systèmes optiques plus performants ou complexes.

C’est pourquoi le choix s’est porté sur la solution contra-propagative, semblant plus simple et rapide à développer, et qui par ailleurs avait démontré sa viabilité dans le prototype initial du SWIFTS [2]. Cette configuration s’apparente alors à un « SWIFTS- Gabor » tel que décrit dans

4. Conception du guide

Dans le projet SWIFTS, une partie essentielle du dispositif concerne le guidage de l’onde et son confinement en vue du comptage par les SNSPD répartis le long du guide. Il est primordial d’avoir :

- un guidage fonctionnel
- des technologies compatibles en termes de fabrication

De plus, le couplage photon-matière est lié à la problématique générale d’amélioration du QE des SNSPD. L’élaboration de techniques de confinement et de guidage de lumière peut donc aboutir à des moyens d’amélioration du QE, comme il en est déjà question dans des recherches menées par d’autres laboratoires [3]-[4]-[5].

4.1. Technologies de guidage

L'optique intégrée dispose d'une multitude de solutions pour parvenir à guider la lumière. Guides enterrés, dopés, ou déposés, diverses technologies existent et sont couramment utilisées. Il faut donc définir nos besoins afin d'effectuer le choix le plus judicieux.

Dans un premier temps, il a fallu considérer l'empilement de base du dispositif SWIFTS. En effet, on peut imaginer réaliser le guide d'ondes par-dessus les détecteurs, ou bien au contraire avoir les détecteurs déposés sur un guide enterré par exemple. C'était précisément le cas du premier prototype SWIFTS fonctionnel.

Epitaxier une nanocouche supraconductrice de qualité nécessite un bon accord paramétrique avec le substrat (dont la surface doit avoir un poli de qualité épitaxiale), comme il sera détaillé dans le chapitre 4 (« Nanofils Supraconducteurs Détecteurs de Photons Uniques », à propos du choix du substrat) [6]. Il existe des solutions d'épitaxie du NbN (matériau supraconducteur que nous utilisons) sur des substrats GaAs ou Silicium pouvant être avantageux pour l'optique [7], mais elles compliquent le procédé de fabrication tout en ajoutant trop d'incertitudes (substrat inhabituel, couches tampon nécessaires, méconnaissance des propriétés des couches supraconductrices sur ces substrats...).

Au CEA-INAC nous avons donc opté pour la solution la mieux maîtrisée, à savoir de faire croître le NbN sur un substrat de Saphir (plan R), comme dans le procédé classique de fabrication des détecteurs [8], pour ensuite venir déposer le guide d'ondes.

On bénéficie ainsi d'une couche supraconductrice de qualité sans avoir recours à d'éventuelles couches tampon.

Ensuite nous devons opter pour une solution de guidage parmi les différentes géométries et matériaux possibles de guides déposés.

4.2. Géométries de guides

Il existe plusieurs types de guides déposés, dont on peut en voir quelques variantes sur la figure ci-dessous :

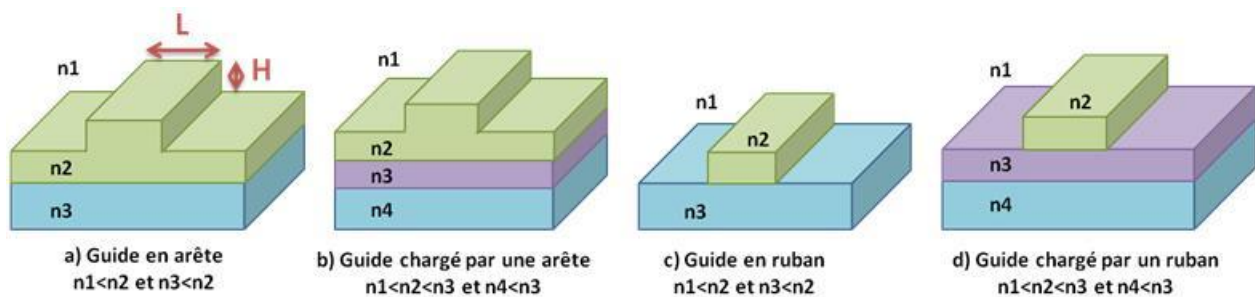


Fig. III - 1 : Configurations de guides d'ondes déposés. L et H désignent les dimensions transverses de l'arête.

Parmi ceux-là, le guide en arête paraît intéressant à plusieurs niveaux :

- Ce type de guide est utilisé couramment, ce qui est un gage d'efficacité.
- Sa fabrication est simple, se limitant à un dépôt et une gravure partielle de la couche guidante.

- La partie restante de la couche peut servir de protection globale de la puce, et nous évite la gravure totale (cas du guide ruban) qui pourrait altérer les détecteurs sous-jacents.

Il suffit pour cela de trouver, parmi les choix disponibles dans nos salles blanches, un matériau donnant des couches minces homogènes et dont l'indice est supérieur à celui de notre substrat (Saphir, $n = 1.75$)^a, et qui soit facilement manipulable en termes de dépôt, de gravure, et de robustesse.

D'autres considérations interviennent, liées aux fonctionnalités que nous voulons du SWIFTS-SNSPD, comme nous allons maintenant détailler.

4.3.Choix du matériau

La réalisation du matériau en couche mince des guides impose plusieurs contraintes : il doit posséder entre autres de bonnes propriétés de guidage à $1.5\mu\text{m}$, être de préférence maîtrisé en utilisant les méthodes microélectroniques classiques, tout en étant simple à réaliser et usiner.

Mais il existe une autre contrainte physique importante : l'indice ne doit pas être trop élevé, car cela créerait des franges d'interférences (de période $\lambda/2n$) trop fines pour les SSPD. Nous devons donc comparer la période d'échantillonnage à la période de l'onde stationnaire dans le milieu diélectrique, et cette dernière dépend directement de l'indice du milieu. En fixant une période d'échantillonnage raisonnable (technologiquement) d'environ 160 nm pour une longueur d'onde dans le vide de $1.55\text{ }\mu\text{m}$, on trouve $N_{\text{eff}}(\text{max}) \sim 2.5$ ($160\text{nm} = \lambda/4n$, avec $\lambda = 1.55\mu\text{m}$).

Cette plage d'indice $1.75 < N_{\text{eff}} < 2.5$ imposée par les détecteurs restreint les possibilités.

Rappelons que N_{eff} représente l'indice effectif et non l'indice du matériau. L'indice effectif intègre la géométrie du guide et les indices respectifs des autres matériaux de l'empilement, soit l'air et le substrat de Saphir. Le NbN peut être négligé vu sa très faible épaisseur (4nm) comparée à celle du guide. On négligera également dans un premier temps l'effet d'une éventuelle couche passivante entre le NbN et le guide, car son épaisseur n'excéderait pas 10nm .

$N_{\text{eff}}(\text{max})$ nous donne une bonne indication sur les matériaux utilisables. Les matériaux disponibles couramment dans nos salles blanches sont assez peu nombreux, et le seul dont l'indice est bien maîtrisé tout en s'approchant le plus de $N_{\text{eff}}(\text{max})$ sans le dépasser est le nitrure de silicium (Si_3N_4). S'il n'est pas forcément le meilleur matériau possible en termes de performances optiques, il nécessite des procédés simples pour le réaliser.

C'est donc sur le SiN que notre choix s'est arrêté, dans un souci de pragmatisme : notre objectif n'est pas de réaliser les guides les plus performants, mais surtout fonctionnels pour créer des interférences et pouvoir les lire.

Ayant choisi le matériau et la géométrie des guides, nous traitons dans la suite leur étude théorique et expérimentale afin d'en optimiser les dimensions.

^a Notons cependant que le Saphir en coupe plan R possède une légère anisotropie d'indice optique dans le plan.

5. Etude des guides en optique intégrée

L'objectif est de fabriquer un guide d'ondes en arête SiN, comportant des courbures, qui aura pour fonction de guider la lumière afin de former les interférences lumineuses. Nous allons dans cette partie identifier les propriétés voulues du guide, décrire les simulations faites en ce sens puis enfin étudier la réalisation pratique et les résultats obtenus.

5.1. Contraintes et objectifs

Le dispositif SWIFTS doit produire des franges d'interférences qui sont lues par les détecteurs SNSPD. Ces derniers permettent de relever le profil d'intensité de l'onde stationnaire créée, et la réponse sera d'autant mieux exploitable que le contraste des franges sera marqué.

Cela nous amène à considérer les propriétés modales du guide : en effet la présence de plusieurs modes optiques, à indices effectifs différents et donc à chemins optiques différents, entrainera la formation de franges en décalage par rapport à la position centrale à différence de marche nulle. Ceci aurait pour effet de brouiller les franges, rendant impossible toute mesure.

Ainsi, pour avoir des franges contrastées et mesurables, il faut que le guide soit monomode. Cette exigence guidera nos études ultérieures concernant le dimensionnement de la boucle interférométrique (Fig.III-2).

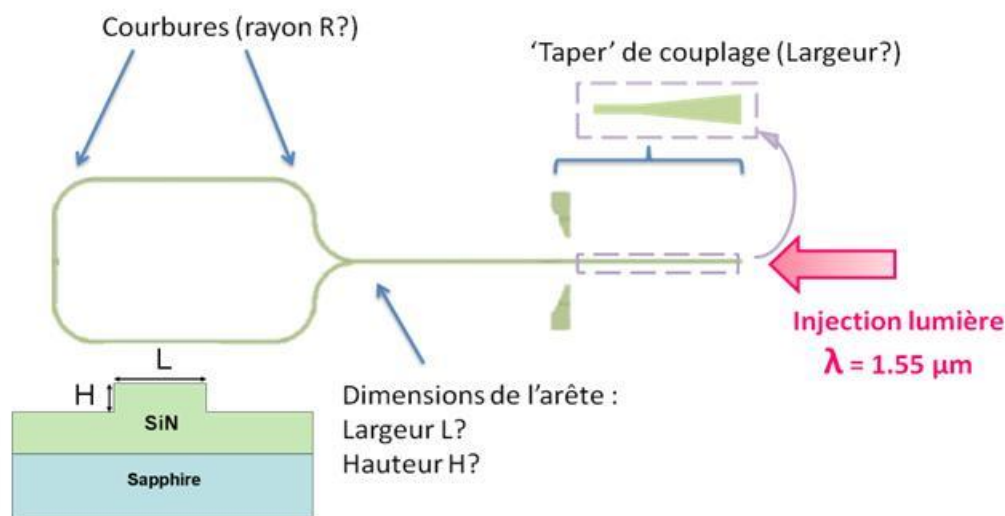


Fig. III - 2 : Dessin de l'interféromètre avec grandeurs à investiguer.

Après quelques rappels théoriques sur la propagation des ondes, nous nous intéresserons aux simulations faites pour évaluer les dimensions possibles respectant la contrainte de monomodicité. Ceci nous permettra d'opter pour une gamme de dimensions de guides à fabriquer, pour mesurer leurs différences en pratique afin d'effectuer un choix à bon escient quant aux dimensions finales du guide à intégrer sur le dispositif SWIFTS.

5.2. Rappels théoriques d'optique guidée

Nous ferons ici quelques rappels théoriques sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques. Nous nous intéresserons en particulier au cas du guide plan, qui a l'avantage de pouvoir être traité de façon relativement simple tout en fournissant des résultats pouvant être combinés pour traiter des géométries de guides plus complexes.

5.2.1. Propagation des ondes dans un diélectrique planaire

Le traitement des équations électromagnétiques de Maxwell dans un milieu diélectrique transparent (non magnétique) d'indice n , linéaire, homogène et isotrope, nous donne les équations d'ondes suivantes :

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \vec{H} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0$$

On considère les solutions propagatives sous forme de combinaisons linéaires d'ondes harmoniques planes :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

avec k le vecteur d'onde dans le milieu $k = k_0 n = \frac{2\pi n}{\lambda}$ et ω la vitesse angulaire $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$.

Les équations d'onde pour ces solutions s'écrivent alors :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0$$

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0$$

Que l'on appelle équations de Helmholtz.

En considérant une structure planaire du milieu de propagation, on peut poser une invariance du système suivant la direction de propagation Z . On trouve alors les composantes des champs sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_z \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_y \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\varepsilon_0 n^2 E_x \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = -j\omega\varepsilon_0 n^2 E_y \end{array} \right.$$

On remarque notamment que l'on peut isoler deux jeux d'équations indépendants : ce sont les solutions TE et TM du champ propagé.

$$\text{Mode TE : } \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_z \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0 n^2 E_y \end{array} \right. \quad \text{Mode TM : } \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_z \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_y \end{array} \right.$$

Dans un guide d'onde planaire, les modes propagés peuvent donc être décomposés comme une combinaison linéaire de modes TE (avec pour seules composantes E_y , H_x , H_z) et TM (H_y , E_x , E_z).

5.2.2. Cas d'un empilement guidant à trois couches

On considère l'empilement guidant suivant :

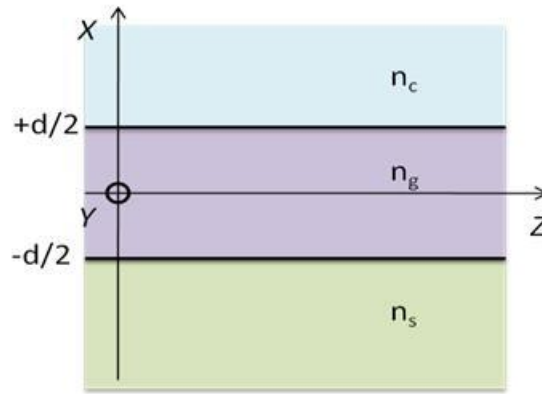


Fig. III - 3 : Empilement de trois couches (supersubstrat, guide, substrat), d'indices différents.

Il s'agit de déterminer les modes guidés et leurs caractéristiques de propagation, en fonction des paramètres de l'empilement (indices, épaisseurs).

Une onde guidée étant à puissance finie, c'est une fonction à carré sommable. Mathématiquement, cela signifie que les solutions guidées des équations d'onde peuvent être décomposées en séries de Fourier.

A partir de là, nous pouvons limiter l'étude au cas TE (le cas TM suivant un traitement similaire) et considérer le cas le plus simple d'une solution harmonique du type :

$$E_y(x, z) = E_y(x) e^{-j\beta z}$$

afin d'en dégager les propriétés de propagation (β est le vecteur d'onde longitudinal). Ceci revient à chercher le profil $E_y(x)$ du mode qui se propage.

L'équation de propagation s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y(x) + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y(x) = 0$$

où n_i désigne l'indice de la couche supérieure (n_c), de la couche centrale (n_g) ou de la couche inférieure (n_s).

Les solutions de cette équation seront régies par le paramètre $\kappa_i = k_0^2 n_i^2 - \beta^2$, qui suivant son signe déterminera la nature guidée ou à pertes du mode : s'il est positif, les solutions

comportent un terme en exponentielle imaginaire, donc le champ oscille à l'infini. Dans le cas contraire, il apparaît une enveloppe en exponentielle réelle, caractéristique des champs évanescents.

Le guidage dépend donc du rapport $\frac{\beta}{k_0}$, qui est appelé indice effectif (n_{eff}), et un mode guidé doit vérifier $\kappa > 0$.

En appliquant ce traitement aux champs présents dans chacune des couches de l'empilement, on peut établir des conditions de continuité aux interfaces permettant de 'relier' les champs présents dans chaque film, donnant ainsi le profil $E_y(x)$ de l'onde guidée par l'empilement.

Ainsi, on a le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_C^2 - \beta^2) E_y = 0 & x > d/2 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_g^2 - \beta^2) E_y = 0 & -d/2 < x < d/2 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_S^2 - \beta^2) E_y = 0 & x < -d/2 \end{cases}$$

Dans cette configuration, un mode guidé par la couche intermédiaire et à pertes dans les autres couches vérifie $\begin{cases} \kappa_C, \kappa_S < 0 \\ \kappa_g > 0 \end{cases}$, ce qui mène à la relation $\text{Max}(n_S, n_C) < \frac{\beta}{k_0} < n_g$.

Le choix réaliste est d'avoir un champ évanescents décroissant en s'éloignant du guide. Ceci permet d'aboutir sur une solution de la forme :

$$E_y = \begin{cases} A_C e^{-\alpha_C(x-d/2)} & x > d/2 \\ A_g \cos(k_g x + \Psi) & -d/2 < x < d/2 \\ A_S e^{\alpha_S(x+d/2)} & x < -d/2 \end{cases}$$

en ayant fixé $\alpha_C = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_C^2}$, $\alpha_S = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_S^2}$, $k_g = k_0 \sqrt{n_g^2 - n_{\text{eff}}^2}$, et en ayant posé comme constantes à déterminer A_C , A_g , A_S et ψ .

On peut remarquer que la présence d'un terme en cosinus comme enveloppe du champ dans le guide, dont la période dépend des dimensions et des indices, signifie qu'il peut y avoir plusieurs profils de champs possibles, témoignant de plusieurs solutions éventuelles de modes guidés.

Pour les déterminer, il faut appliquer les conditions aux limites spécifiques à l'empilement, qui imposent que le champ électrique soit continu et à dérivées continues aux interfaces, ce qui donne accès aux constantes A_i et ψ . Ceux-ci étant établis, on obtient alors une équation aux valeurs propres permettant de trouver les solutions possibles de l'inconnue d'origine β et ainsi les modes présents.

La connaissance du profil du champ permet enfin le calcul des cartes de champs.

Ceci résume la démarche qu'appliqueront les logiciels de simulation auxquels nous aurons recours dans la suite du chapitre : en fixant les indices des couches et leurs dimensions, on peut en déduire par traitement numérique les modes présents et leur carte de champs.

5.2.3. Méthode de l'indice effectif

La géométrie en arête de nos guides impose un traitement adéquat des conditions aux limites. Il existe plusieurs solutions numériques de résolution des problèmes d'optique guidée, avec une rigueur mathématique plus ou moins approfondie. Pour notre application, nous avons choisi la méthode de l'indice effectif [9], bien adaptée aux calculs des champs statiques sur des structures relativement simples.

Cette méthode procède au calcul des indices effectif en résolvant les équations de propagation dans les directions transverses.

Pour cela, considérons l'équation de propagation du mode recherché se propageant sur l'axe Z :

$$\frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} + (k_0^2 n_{(x,y)}^2 - \beta^2) A(x, y) = 0$$

En distinguant indépendamment les directions X et Y, on revient à réaliser une séparation des variables pour l'expression du profil du champ : $A(x, y) = A'(x)A''(y)$.

On peut alors résoudre séparément les équations de propagation pour A' et A'' suivant la méthode appliquée plus haut, et trouver les indices effectifs $N_{\text{eff-1}}$ et $N_{\text{eff-2}}$ correspondants. La carte des champs bidimensionnelle résultante est obtenue par produit des solutions unidimensionnelles (Fig.III-4).

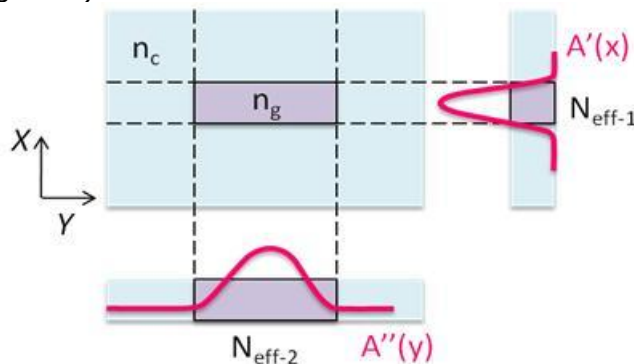


Fig. III - 4 : Schéma de principe de la méthode de l'indice effectif appliquée à un guide enterré d'indice n_g dans un milieu d'indice n_c .

Cette méthode très simple permet d'obtenir des estimations très correctes des modes présents et des profils de champs, tout en restant courante et facile à implémenter. Elle comporte toutefois des lacunes, notamment au voisinage de la coupure ; elles se manifestent notamment par des discontinuités des champs calculés aux interfaces, affectant nettement les cartes résultantes. Il convient donc en pratique de se placer dans des conditions où les dimensions ne sont pas trop faibles par rapport à la longueur d'onde, et que le contraste d'indice est suffisant, ce qui sera notre cas.

Ces éléments théoriques sont utilisés de façon extensive dans les programmes de simulations optiques courants, tels que ceux auxquels nous avons eu recours dans les paragraphes suivants.

5.3. Simulations menées

Si le choix de la géométrie du guide a été arrêté plus haut, il reste encore à choisir l'empilement adéquat. On se proposera ici d'étudier 3 cas :

- Air / guide SiN / substrat Saphir : cas d'un guide en arête SiN sur Saphir
- Air / SiO₂ / guide SiN / substrat Saphir : cas d'un guide en arête SiN/Saphir, avec un 'couvercle' (« cladding ») de Silice déposée
- Air / guide SiO₂ / plan SiN / substrat Saphir : cas d'un guide plan SiN/Saphir chargé par un ruban de Silice

Les variantes avec silice sont envisagées dans la mesure où son dépôt est aisément disponible dans les salles blanches, et que son indice intermédiaire entre ceux de l'air et de la couche de SiN peut constituer une adaptation d'indice pour limiter les pertes potentielles. On essaiera donc de voir par les simulations quelles seront les différences avec le guide SiN 'simple' (1^{er} cas).

Il s'agit de déterminer les dimensions adéquates du guide en arête. Pour cela on examine tout d'abord le cas du guide plan, pour ensuite affiner les calculs pour une géométrie en arête. Nous étudierons l'impact des courbures sur les pertes, ainsi que l'influence de la couche supraconductrice de NbN dans l'empilement sur les propriétés du guide. Plusieurs programmes ont été utilisés, des scripts Matlab ou C++, ainsi que des outils en ligne, suivant le modèle recherché.

La longueur d'onde nominale de travail est de 1.5µm. Nous réalisons également les calculs pour une longueur d'onde de 1.2µm, afin d'observer l'évolution des paramètres en fonction de la longueur d'onde, et de pouvoir réaliser des guides également monomodes à 1.2µm. Ceux-ci pourront être utiles dans l'éventualité où nous voudrions tester des dispositifs SWIFTS jusqu'à une longueur d'onde de 1.2µm.

5.3.1. Guide en arête SiN/Saphir

On s'intéresse ici au cas le plus simple du guide SiN sur un substrat de saphir.

5.3.1.1. Détermination des dimensions

La première contrainte physique, explicitée plus haut, est la monomodicité. Celle-ci va limiter les dimensions du guide, en largeur comme en hauteur. Pour une plage de longueurs d'ondes entre 1.2µm et 1.5µm, c'est la plus petite longueur d'onde qui sera déterminante.

5.3.1.1.1. Epaisseur maximale

On calcule les indices effectifs dans un guide plan de SiN sur Saphir, pour 2 longueurs d'onde (1.2µm et 1.5µm) (Fig.III-5). On utilise pour cela les batteries de programmes WMM [10] (« *Wave Matching Method* ») disponibles sur le site de M.Hammer [11], du département de mathématiques appliquées de l'Université de Twente (Pays-Bas), plus précisément l'outil OMS (« *Online Mode Solver* »), qui calcule les indices effectifs dans un empilement de couches d'épaisseurs et d'indices variables.

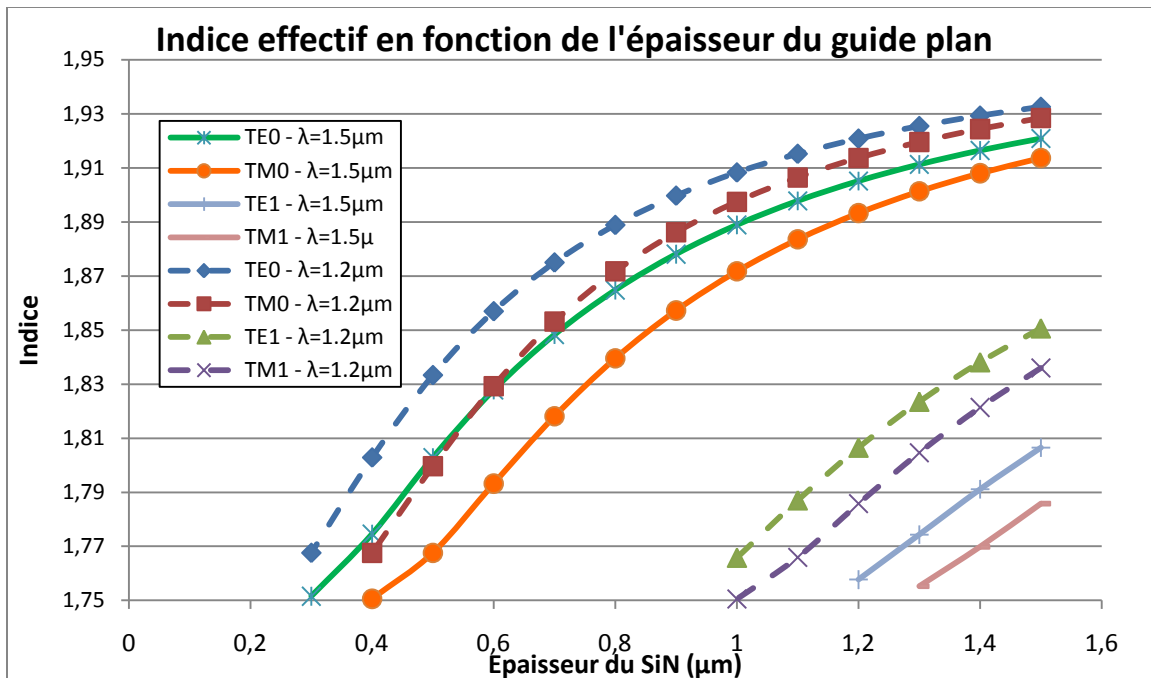


Fig. III - 5 : Tracés des indices effectifs en fonction de l'épaisseur (en micromètres) du guide plan, pour les deux longueurs d'ondes (1,2 et 1,5 μm), et pour différents modes électromagnétiques.

Ce tracé montre qu'il faut rester en dessous de 1 μm d'épaisseur pour ne pas voir l'apparition des modes TE1/TM1, on vise donc dans un premier temps un dépôt de **1 μm de SiN**.

5.3.1.1.2. Largeur et hauteur d'arête

On considère les variables H pour la profondeur de gravure (équivalente à la hauteur d'arête), et L pour la largeur du ruban, conformément à ce qui est indiqué à la Fig. III - 2. On cherche à voir leur influence sur les modes présents dans le guide.

Les dimensions limites sont celles du guide carré à 0,9*0,9 μm², correspondant à H = L = 0,9 μm. En effet, cela correspond à la gravure totale du SiN autour du guide. Les géométries avec L < 0,9 μm ne seront pas étudiées.

On a recours cette fois à l'outil EIMS (« *Effective Index Mode Solver* ») de M.Hammer, qui calcule les modes présents dans un guide en arête, en fonction des dimensions du guide et des indices des matériaux de l'empilement, à une longueur d'onde variable.

Les tableaux suivants récapitulent la présence des différents modes TE/TM en fonction de H et L, pour 2 longueurs d'onde (1,2 μm et 1,5 μm).

Pour $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (modes présents, Te_{xy}/TM_{xy})

H/L(μm)	0,9	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9
0,1											
0,2									00/00	0/01	
0,3					00/00	00/01					
0,4		00/00	00/01		01/01						
0,5	00/00	01/01									
0,6	01/01										

Pour $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ (modes présents, TE_{xy}/TM_{xy})

H/L(μm)	0,9	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9
0,1											
0,2											00/00
0,3							00/00	00/01		01/01	
0,4					00/00	00/01	01/01				
0,5				00/00	01/01						
0,6		00/00	01/00	01/01							
0,9		00/00	01/00	01/01							

Tabl. III - 1 (a) et (b) : Modes présents dans les guides, en fonction de leurs dimensions transverses (hauteur d'arête H et largeur d'arête L), respectivement à des longueurs d'onde de $1.2\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$.

Les cases jaunes symbolisent la zone monomode, tandis que les cases vertes représentent les dimensions d'intérêt qui seront testées plus en détail par la suite.

On voit déjà qu'il y aura un compromis à faire : pour les détecteurs, il est préférable d'avoir un grand L pour maximiser la surface de détection et augmenter le signal optique entrant. Mais on remarque que L sera de toute façon limité, notamment en fonction de H : si H augmente, L doit alors diminuer fortement pour conserver la monomodicité. Or l'avantage d'avoir un grand H est d'augmenter le confinement, ce qui sera important dans les parties courbes du guide où le risque de pertes de signal est plus grand comme nous le verrons par la suite.

Nous fixons désormais les dimensions correspondant à la contrainte de monomodicité. Afin de mieux comprendre la répartition du champ et anticiper les pertes de signal, nous allons maintenant étudier les cartes des champs au sein des guides.

5.3.1.2. Cartes des champs

Le calcul des cartes de champs permet :

- la connaissance du profil d'intensité : elle indique l'intensité de signal à laquelle les détecteurs seront exposés, à l'interface guide-substrat
- ces cartes serviront au calcul du couplage en entrée, afin de connaître les pertes d'injection inhérentes aux dimensions géométriques du guide
- enfin, nous pourrions analyser l'influence des paramètres H et L sur le confinement du champ.

Les calculs sont faits à l'aide de la batterie de programmes en C++ « WMM » de Manfred Hammer, pour le cas d'un guide en arête. Le programme calcule les modes présents dans le guide par la méthode de l'indice effectif, et dresse la carte d'intensité du champ qui se propage (Fig.III-6).

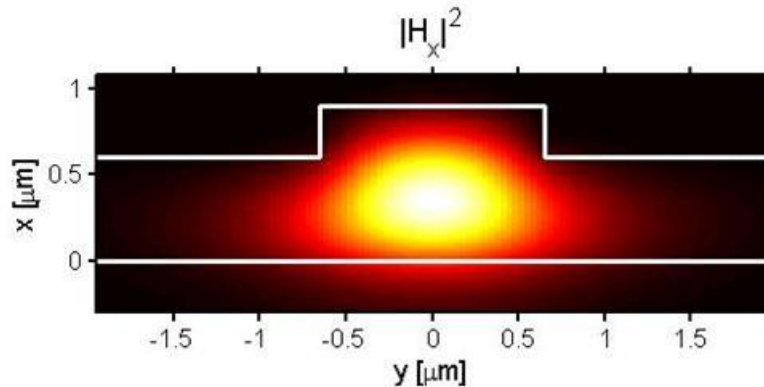


Fig. III - 6 : Intensité du champ H_x (en $A^2/\mu m^2$) pour un guide ruban de largeur $1.3\mu m$ et de hauteur d'arête $0.3\mu m$ (hauteur de cœur $0.9\mu m$)

A l'aide de ce programme, on peut aussi relever l'intensité du champ au niveau de l'interface guide-substrat :

Hx ² interface Intensity Field Value ($A/\mu m$) ² – at $1.5\mu m$ wavelength											
H/L(μm)	0,9	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9
0,1											
0,2									0,0033		0,0032
0,3		0,0046	0,0047	0,0047	0,0046	0,0045	0,0044				
0,4	0,0064	0,0064	0,0062	0,0061	0,0058						
0,5	0,0082	0,0081	0,0079	0,0077							
0,6	0,0097	0,0095									
0,7		0,0103									

Tabl. III - 2 : Intensités du champ H_x à l'interface guide-substrat, en fonction des dimensions transverses de l'arête.

Les cases encadrées et en gras correspondent aux dimensions de guides qui seront testées expérimentalement ; les cases vertes correspondent aux dimensions limites pour conserver la monomodicité à $1.2\mu m$, les jaunes la conservant jusqu'à $1.5\mu m$

On constate dans un premier temps que c'est la hauteur de la marche H qui fixe la gamme d'intensité à l'interface, la largeur L ne venant qu'ajuster dans une moindre mesure la valeur finale.

Dans un second temps, on remarque que cette intensité augmente avec le confinement, c'est-à-dire un L faible et un H important.

➔ Ainsi pour une intensité maximale du signal au niveau des détecteurs, il faut augmenter le confinement et donc opter pour des dimensions compactes du guide. Toutefois on s'expose par là à un alignement plus difficile et des pertes de couplage accrues. On verra par la suite quel est le meilleur compromis entre confinement et couplage.

5.3.1.3. Conclusions sur le guide en arête SiN/Saphir

Ces premières simulations nous mènent à quelques conclusions importantes concernant le guide en arête SiN sur substrat saphir :

- la hauteur du cœur est fixée à environ $1\mu m$ pour rester monomode jusqu'à $1.2\mu m$,
- les intensités à l'interface guide-substrat augmentent avec le confinement, donc avec un guide étroit et haut,

- toutefois un confinement important implique un guide plus compact, dans lequel il sera plus difficile d'injecter un signal.

Nous pouvons donc choisir à ce stade quelques couples de dimensions à tester expérimentalement :

Hauteur (μm)	Largeur (monomode à $1.2\mu\text{m}$)	Largeur (monomode à $1.5\mu\text{m}$)
0.2	1.7	1.9
0.3	1.3	1.5
0.4	1	1.3
0.5	0.9	1.2

Tabl. III - 3 : Tableau récapitulatif des dimensions de guide à tester expérimentalement.

Ces dimensions ont été choisies pour la réalisation des masques de tests optiques, que nous détaillerons plus loin.

D'autres simulations menées ensuite font intervenir l'ajout d'une couche de silice, dans deux configurations possibles :

- l'ajout de silice après la gravure du SiN, menant à un guide en arête de SiN sous un 'couvercle' (« *cladding* ») de SiO_2
- l'ajout de silice avant la gravure, menant à un guide plan SiN chargé par un ruban de SiO_2

La couche de silice ($n=1.46$) peut contribuer au couplage et limiter les pertes au niveau de la partie gravée de l'arête en réalisant une adaptation d'indice entre le SiN et l'air. De plus, elle peut améliorer le conditionnement des puces en général en protégeant les guides. C'est donc une étape aisée à réaliser au niveau de la fabrication pouvant avoir un bénéfice non négligeable sur le guidage, et c'est pourquoi quelques travaux de simulation supplémentaires ont été menés.

5.3.2. Guide en arête SiN/Saphir, à « cladding » SiO_2

Des simulations ont été effectuées sur un empilement comprenant une couche de SiO_2 , dont il faut déterminer l'épaisseur.

On calcule dans un premier temps les indices effectifs en fonction des épaisseurs de SiN et SiO_2 pour des guides plans. On obtient alors les hauteurs limites des couches pour rester monomode, et l'épaisseur de SiO_2 à partir de laquelle peut-on considérer la silice comme infiniment épaisse vis-à-vis du guide SiN.

On regarde ensuite l'influence d'un tel cladding sur les intensités des champs dans le guide SiN aux dimensions prévues. Pour cela on procède à la même démarche que pour le guide SiN 'simple', en remplaçant l'air par la silice dans les modélisations WMM.

5.3.2.1. Etude de l'empilement $\text{SiO}_2/\text{SiN}/\text{Saphir}$

On considère un guide plan constitué d'une couche de silice et d'une couche de SiN, sur un substrat de Saphir. On regarde l'évolution de son indice effectif en fonction de l'épaisseur de SiN, en ajoutant une couche de silice d'épaisseur variable (Fig.III-7). On utilise l'outil de

modélisation OMS de Manfred Hammer, donnant pour un empilement donné les modes présents et les indices effectifs.

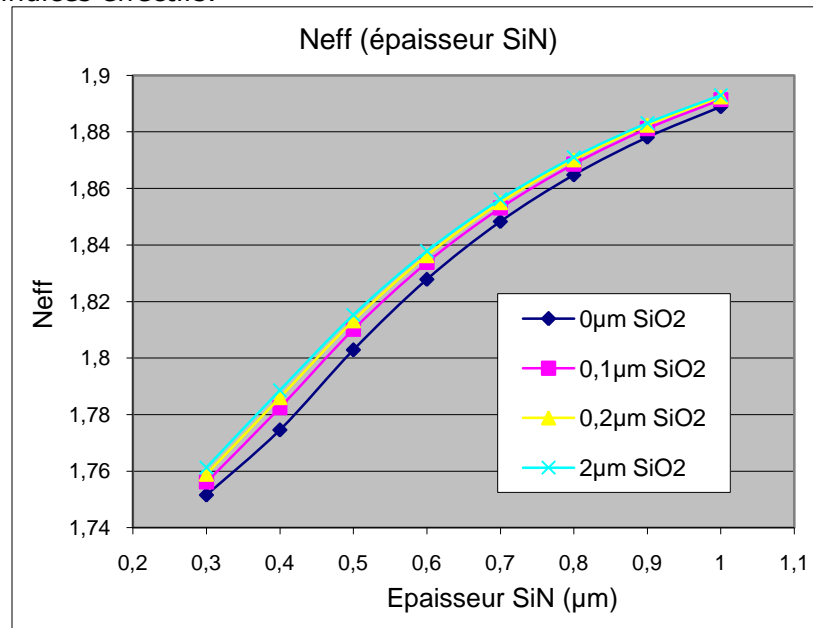


Fig. III - 7 : Indice effectif vu par le mode TE0 à $\lambda=1.5\mu m$ pour une bicouche SiO₂/SiN, en fonction des épaisseurs du SiN et de la Silice (en microns).

Ce résultat nous montre que l'ajout d'une couche de silice n'augmente que très légèrement l'indice effectif par rapport au cas « SiN seul » (écart max inférieur à 0.8%). Les propriétés modales ne sont donc pas fondamentalement changées quelle que soit l'épaisseur de SiO₂ déposée.

Voyons maintenant l'impact d'une couche de silice ajoutée sur un guide en arête SiN sur Saphir.

5.3.2.2. Etude cladding SiO₂ sur arête SiN

On considère ici un guide en arête SiN sur lequel on dépose une couche de silice (Fig.III-8). L'indice de la silice étant intermédiaire entre le SiN et l'air, l'effet global sera de déconfiner le champ en diminuant l'indice effectif vu par le mode. Le but est ici de réaliser une adaptation d'indice entre le guide SiN et l'air, particulièrement au niveau des flancs de gravure.

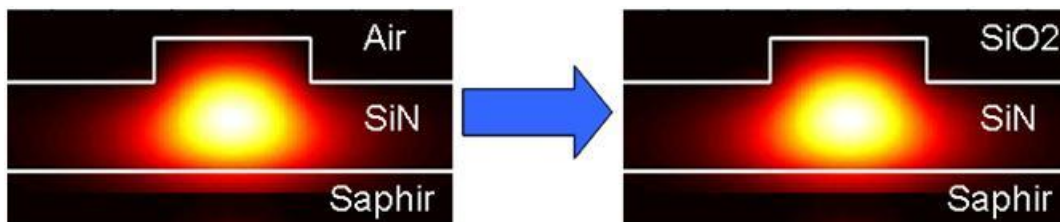


Fig. III - 8 : Configuration du guide SiN en arête, sous air et sous silice.

- Dans un premier temps, on effectue une première étude des modes propagés à l'aide de l'outil EIMS (déjà utilisé auparavant), pour déterminer les modes présents dans

les guides en arête en fonction des largeurs/hauteurs de celle-ci et des matériaux présents.

$\lambda = 1,5\mu\text{m}$	GUIDE SIN AVEC CLADDING SILICE $n=1,46$															
H/L	0,9	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2	2,1	2,2		
0,1																
0,2													0/0	0/01		
0,3								0/0	0/01			01/01				
0,4					0/0	0/01										
0,5				0/0	01/01											

Tabl. III - 4 : Modes présents dans le guide en arête SiN sous cladding de Silice, en fonction de la hauteur H et de la largeur L de l'arête (en microns), pour une longueur d'onde de $1.5\mu\text{m}$.

On voit que la présence de silice étend le domaine de monomodicité : elle permet d'élargir l'arête pour de faibles hauteurs, par rapport au cas sans silice (les cases oranges à $0.2\mu\text{m}$ et $0.3\mu\text{m}$ représentent les gains possibles). Pour des gravures plus profondes ($0.4\mu\text{m}$ et au-delà), les propriétés modales restent quasi inchangées pour les mêmes dimensions L/H. Dans tous les cas, le dépôt de silice n'affectera pas la monomodicité des champs propagés par les guides de dimensions déjà prévues sur le masque.

- Dans un second temps, on recalcule les intensités des champs propagés au niveau de l'interface avec le saphir. Pour cela on utilise les codes WMM en remplaçant l'air par la silice pour le « cover ».

Hx ² interface field intensity value – $\lambda 1.5\mu\text{m}$			
L/H	Air cladding	Silica cladding	Evolution (%)
1,9/0,2	0.0032	0.0029	-9.4
1,5/0,3	0.0044	0.0038	-13.6
1,3/0,4	0.0058	0.0049	-15.5
1,2/0,5	0.0077	0.0064	-16.9

Tabl. III - 5 : Intensités du champ à l'interface guide-substrat à une longueur d'onde de $1.5\mu\text{m}$, avec et sans cladding de silice.

Les cartes des champs résultantes reflètent bien l'effet du déconfinement par rapport au cas sans silice, avec une baisse de l'intensité des champs au niveau de l'interface guide-substrat dans une proportion notable (de l'ordre de -10%).

En conclusion, on peut opter pour un dépôt de SiO_2 de $2\mu\text{m}$ environ, suffisamment épais pour le considérer comme infiniment épais vis-à-vis du guide, et pour une bonne protection de ce dernier vis-à-vis des altérations possibles.

5.3.2.3. Etude guide plan SiN/Saphir chargé par un ruban SiO_2

Une autre possibilité pour s'affranchir du problème des pertes dues aux flancs de gravure est de ne tout simplement pas graver le SiN, mais le SiO_2 : le champ se propage toujours dans le SiN (celui-ci étant le matériau d'indice fort), mais le guidage est effectué par un ruban de silice au dessus du SiN. L'avantage est que le champ sera moins affecté par les rugosités des flancs de gravure. Toutefois, il sera largement déconfiné latéralement et verticalement par rapport au guide en arête SiN, ce qui constitue un inconvénient important dans les courbures et au niveau des détecteurs.

Nous allons tenter de quantifier les intensités des champs au niveau des détecteurs et sous les bords latéraux du ruban afin de mieux estimer ce déconfinement.

On réalise des simulations WMM pour des guides SiO_2 de $2\mu\text{m}$ (hauteur) avec des largeurs variables disponibles sur le masque optique actuel : $0.9 / 1 / 1.2 / 1.3 / 1.5 / 1.7 / 1.9$ (en μm). La limite monomode est trouvée pour une largeur de SiO_2 à $3.7\mu\text{m}$.

On extrait les valeurs des champs à l'interface SiN/Saphir (interfaces côté SiN I+ / côté Saphir I-), les valeurs maximales d'intensité (au centre C) et les valeurs sous les limites du ruban SiO_2 (bords gauche et droite Bg/Bd). (Fig.III-9)

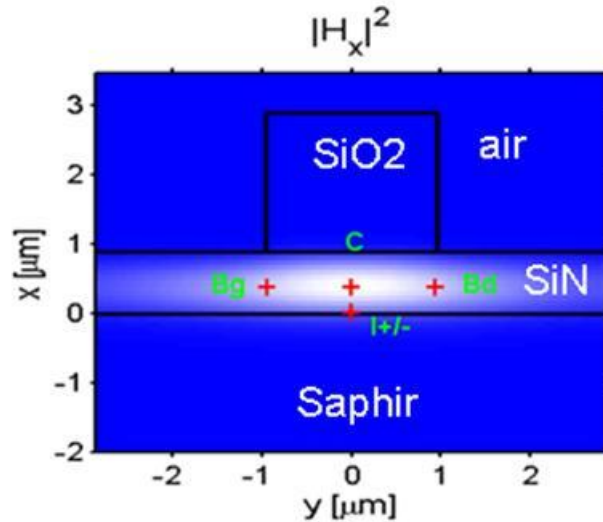


Fig. III - 9 : Points de relevés d'intensité du champ dans le guide plan SiN chargé par un ruban de silice.

Nous pouvons examiner la répartition des intensités aux différents points nommés précédemment, en particulier en calculant les rapports entre les bords et le centre (B/C), et entre l'interface et le centre (I/C). Ces rapports ont des intérêts distincts :

- **B/C** nous donne le déconfinement latéral relatif du champ. Plus celui-ci est grand, plus le champ sera susceptible de diffuser dans le guide plan, de subir des pertes dans les courbures et d'être sensible aux imperfections des flancs de gravure.
- **I/C** nous donne le déconfinement vertical, et nous permet de connaître le degré d'exposition des détecteurs situés à l'interface.

L (μm)	Bord (g/d)	Centre	B/C	I+(SiN)	I- (saphir)	I/C
1	0,002186	0,00232	0,94224138	0,001293	0,0008994	0,55732759
1,5	0,002314	0,002673	0,86569398	0,001475	0,001024	0,55181444
1,9	0,002317	0,002913	0,79539993	0,001602	0,001111	0,54994851
3,7	0,00164	0,003198	0,51282051	0,001752	0,001251	0,5478424

Tabl. III - 6 : Valeurs de l'intensité du champ H_x en plusieurs points du guide, extraites à $\lambda=1.5\mu\text{m}$, pour différentes largeurs du ruban de silice. (Tracés en fig.III-10)

On remarque donc que de faibles largeurs de ruban donnent un profil de champ très large, avec une faible différence entre les intensités latérales et centrales. Ceci est défavorable au guidage, puisqu'une grande partie du champ se situe au-delà des limites du ruban.

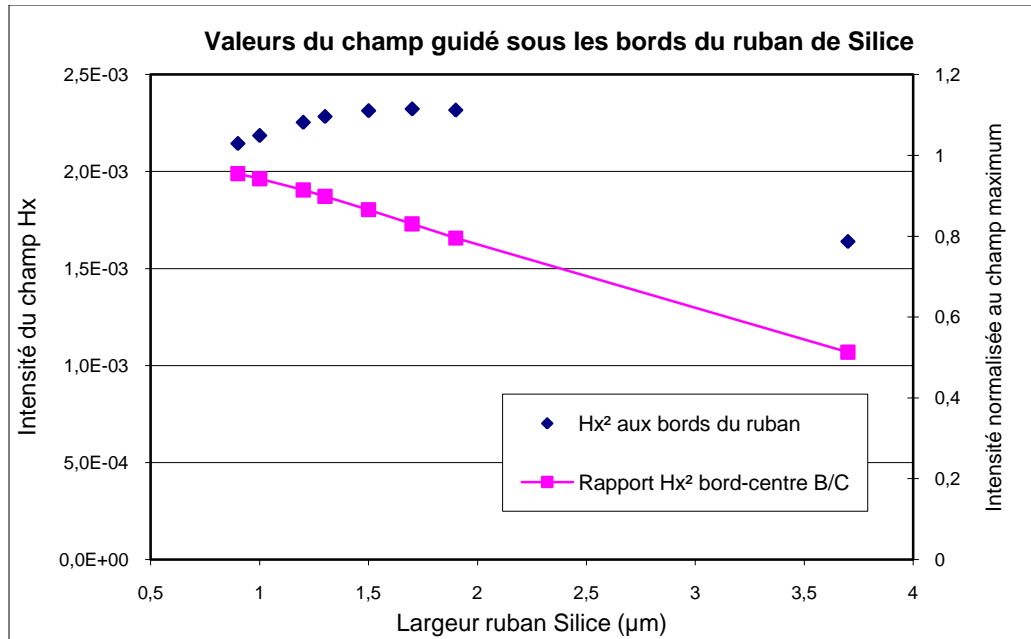


Fig. III - 10 : Tracé de l'intensité de H_x sous les bords du ruban de silice, en fonction de sa largeur (en μm). On remarque que la quantité relative de lumière sous les bords du guide SiO_2 diminue linéairement avec la largeur de guide, et atteint un maximum absolu pour une largeur proche de $2\mu\text{m}$.

Afin de diminuer les pertes latérales potentielles, il vaut donc mieux avoir un guide SiO_2 le plus large possible (dans la limite monomode, c'est-à-dire $L < 3,7\mu\text{m}$).

Nous pouvons également comparer les confinements verticaux pour les différentes configurations de guides (arête SiN , arête SiN sous cladding de silice, guide SiN chargé par ruban de silice) :

Hx² interface field intensity value ($\text{A}^2/\mu\text{m}^2$) – λ 1.5 μm				
L/H	(a) Air cladding	(b) Silica cladding	(a) Silica rib ($H=2\mu\text{m}$)	Evolution (a)→(c) (%)
1,9/0,2	0.0032	0.0029	0.001602	-50
1,5/0,3	0.0044	0.0038	0.001475	-33,5
1,3/0,4	0.0058	0.0049	0.001407	-24,25
1,2/0,5	0.0077	0.0064	0.001368	-17,8

Tabl. III - 7 : Comparatif des intensités à l'interface guide-substrat pour les 3 configurations, pour une puissance injectée identique (1W) : arête de SiN sous air, arête de SiN sous Silice, plan de SiN chargé par un ruban de Silice. La dernière colonne désigne la variation relative de cette intensité entre le 1^{er} et le 3^e cas.

On constate que l'intensité vue par les détecteurs chute considérablement avec les guides comprenant de la silice.

→ Pour conclure avec le guide SiN chargé par un ruban de silice, il faut que ce dernier le plus large possible et de hauteur $2\mu\text{m}$. L'inconvénient provient du faible confinement latéral, qui accroît les pertes par rayonnement dans les courbures. On relève aussi que la silice déconfiné verticalement le champ, ce qui mène à une exposition moindre des détecteurs.

→ Au vu des résultats de simulation, la solution préférentielle serait donc celle du guide en arête SiN avec un cladding de SiO_2 : on assure ainsi un bon confinement par la géométrie du

guide SiN, avec une adaptation d'indice grâce au SiO₂ entre l'air et le SiN, tout en bénéficiant d'une protection physique du guide.

Après avoir examiné les caractéristiques principales des champs propagés dans les guides, nous allons maintenant tenter de quantifier l'impact des courbures sur le signal.

5.3.3. Courbure des guides – AFMM

Le choix d'un interféromètre bouclé impose le dessin d'un guide avec des portions courbes. Or il ne peut y avoir de mode sans pertes dans un guide courbe :

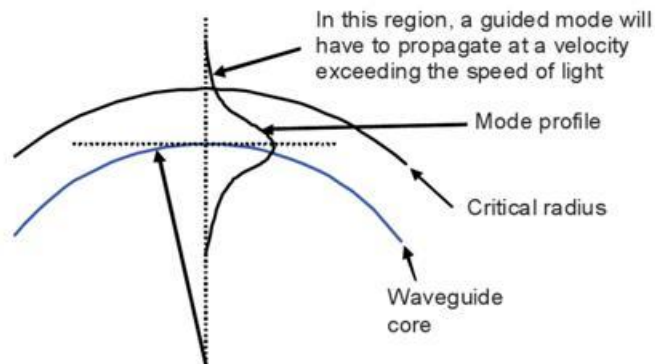


Fig. III - 11 : un mode ne peut être guidé sans pertes dans une partie courbe, car cela signifierait que sa partie externe doit se propager à une vitesse supérieure à celle de la lumière. ([12]- p.229)

Il convient donc d'anticiper ces pertes au moins par simulation.

La méthode utilisée est l'Aperiodic Fourier Modal Method (AFMM) [13], en polarisation TM (3D), pour la succession en série d'un guide droit, d'un guide courbe de 90° puis d'un nouveau guide droit. La méthode calcule l'indice effectif de la structure, et à partir de la partie imaginaire de ce dernier, on en déduit les pertes induites (Fig.III-12).

Les simulations suivantes, faites par Alain Morand (IMEP-LAHC), sont réalisées sur les guides en arête SiN 'simple'. Les variables sont les dimensions H/L de l'arête, et le rayon de courbure du guide R.

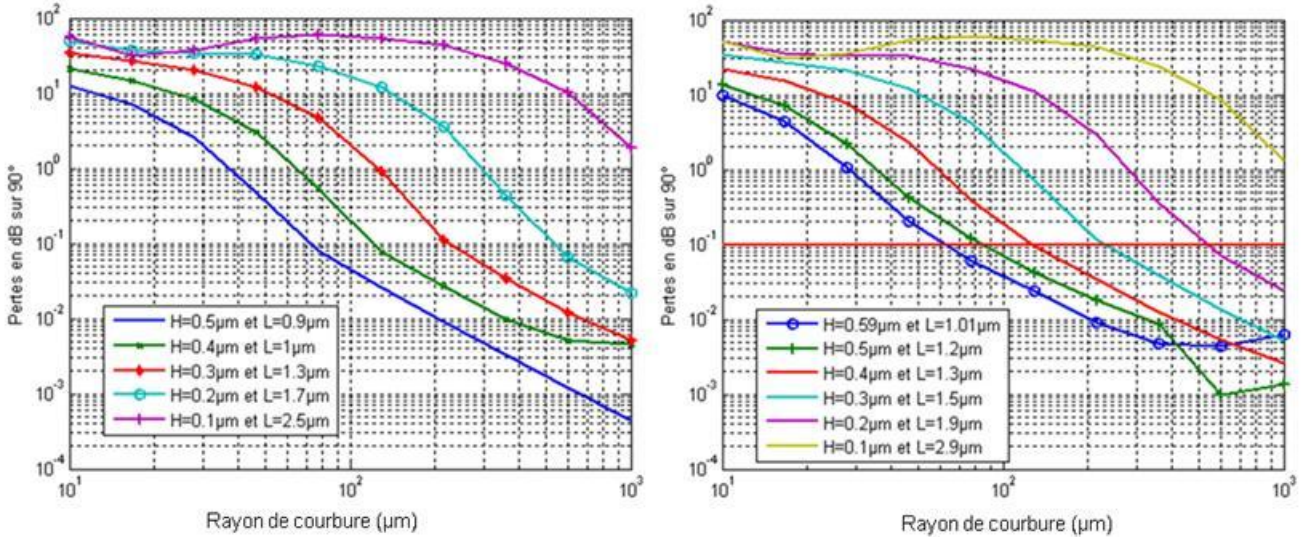


Fig. III - 12 : pertes en dB en fonction du rayon de courbure et des dimensions du guide SiN en arête, à 1.2μm et 1.5μm respectivement.

Dans ces simulations, on constate que pour avoir des pertes inférieures à 0.1dB (sur 90°), il faut tabler sur une courbure d'au moins 100μm, et opter pour des guides avec un confinement fort (grand H, faible L). Ceci comporte le risque de s'exposer aux pertes latérales, notamment au niveau des flancs de gravure. Il faudra donc voir à l'expérience quel peut être le meilleur compromis.

5.3.4. Couplage avec SNSPD

Des travaux de simulation ont également été entrepris afin d'étudier la puissance optique vue par les SNSPD, en considérant notamment leur supraconductivité. En effet celle-ci se traduit par l'apparition d'un terme imaginaire dans l'indice optique du NbN, caractéristique des pertes engendrées, pouvant modifier l'indice effectif de l'ensemble (Fig.III-13). Nous allons étudier quantitativement l'impact de cette nanocouche afin d'évaluer son influence sur l'onde guidée.

Les simulations suivantes, faites par Alain Morand (IMEP-LAHC), sont menées avec les paramètres suivants :

- Indice de l'air $n_{\text{Air}} = 1$
- Indice du SiN $n_{\text{SiN}} = 1.96$
- Indice du NbN $n_{\text{NbN}} = 5.23 - i \cdot 5.82$ [5]
- Indice du substrat $n_{\text{Saphir}} = 1.75$
- Longueur d'onde $\lambda = 1550\text{nm}$

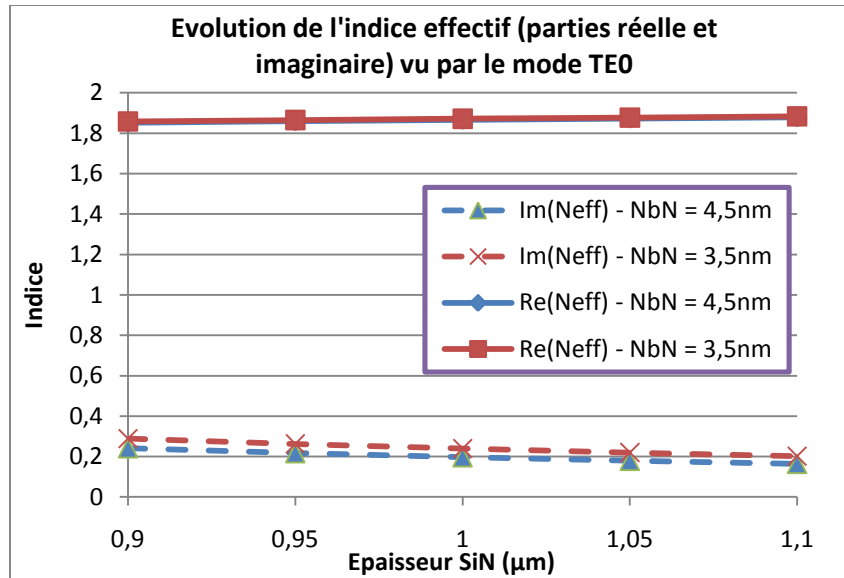


Fig. III - 13 : Parties réelle et imaginaire de l'indice effectif ($N_{eff} = Re(N_{eff}) - i*Im(N_{eff})$) vu par le mode TE0, en fonction de l'épaisseur de SiN et de l'épaisseur du NbN. On relève que dans le cas avec 3.5nm de NbN, la partie réelle de l'indice reste quasi inchangée avec -0,5% tandis que sa partie imaginaire varie de 18 à 20% par rapport à l'autre cas.

Ces résultats montrent que la couche supraconductrice fait diminuer très légèrement l'indice effectif (réel) de l'empilement, et introduit une faible partie imaginaire. Ceci nous amène à garder une épaisseur de SiN épaisse par rapport à la couche supraconductrice, afin que cette dernière ne perturbe pas de façon critique la propagation du mode guidé. Avec des épaisseurs visées de 1µm pour le SiN et 4nm pour le NbN, ces simulations nous montrent que l'influence du NbN devrait être minime.

De plus, compte tenu des tailles très fines des nanofils exposés dans le dispositif final, leur impact sur l'indice effectif global du guide devrait être d'autant plus réduit.

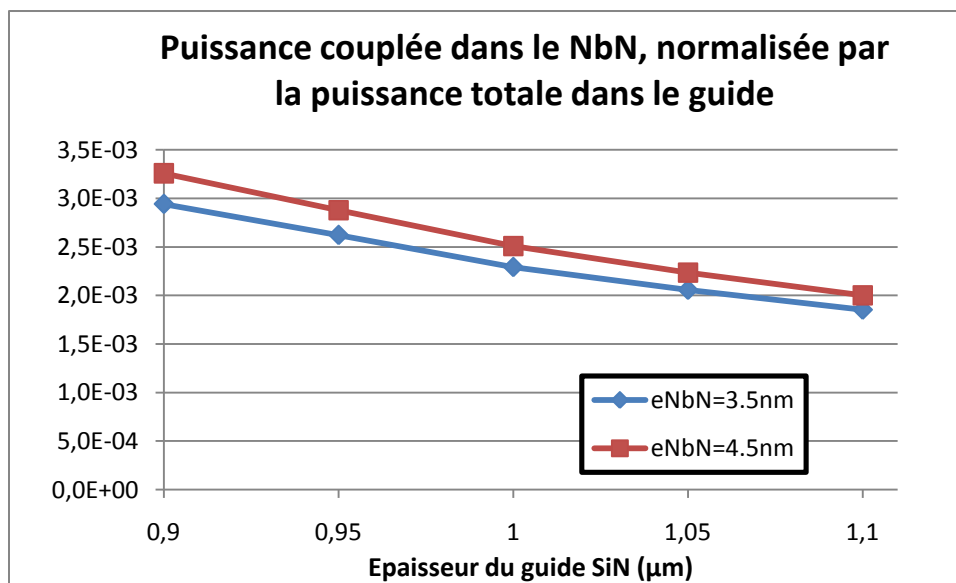


Fig. III - 14 : Evolution de la puissance vue par la nanocouche de NbN, normalisée par la puissance totale dans le guide. On remarque que pour un NbN épais de 3.5nm, les puissances relatives vues diminuent de 10 à 7% par rapport à une épaisseur de 4.5nm, en fonction de la couche de SiN.

Ce dernier tracé (Fig.III-14) révèle qu'un nanofil est exposé à moins de 3% de la puissance maximale du champ présent au dessus de lui. En sachant que le nanofil ne pourra prélever qu'une très faible partie de ce signal (environ 1%, comme il le sera explicité dans le chapitre 4 concernant les détecteurs), on peut considérer que l'onde présente ne sera pas modifiée de façon notable par l'absorption d'énergie par les détecteurs.

Il est à noter que l'on n'a pas pris en compte d'éventuels effets quantiques de couplage de la lumière avec des modes plasmons de surface du NbN. Cette thématique reste encore peu discutée et nous n'avons pas eu l'occasion d'approfondir leur étude. Elle demeure toutefois un sujet d'intérêt pour d'autres groupes, qui tentent notamment d'utiliser ces effets afin d'améliorer l'efficacité des détecteurs [5].

Ainsi, les simulations menées jusqu'ici montrent la validité théorique des guides en SiN. Nous allons maintenant détailler leur fabrication et évaluer leurs performances pratiques.

6. Fabrication des guides

6.1. Dessin du masque optique

Pour pouvoir choisir à bon escient le guide d'ondes qui sera intégré au SWIFTS, il est indispensable de réaliser des guides d'essais afin d'évaluer la qualité du procédé ainsi que les performances des guides. Le but sera de déterminer les dimensions optimales des guides (largeur, hauteur, mais aussi courbures) afin de limiter les pertes, tout en restant monomode.

Pour cela, un masque optique 5'' (adapté aux plaques de 100mm) a été réalisé, comportant 9 puces à découper (Fig.III-15). Chaque puce doit être gravée séparément pour avoir des hauteurs de guides différentes. A chaque hauteur, sont reliées 2 largeurs caractéristiques L1 et L2, correspondant aux dimensions limites conservant le caractère monomode des guides à 1.2 et 1.5 μ m. Ces puces contiennent des séries de guides de largeurs différentes et de courbures différentes. Nous balayons ainsi un large panel de dimensions de guides.

C'est également l'occasion d'intégrer des *tapers* de couplage (qui nous détaillerons plus loin) à l'entrée des guides, de largeur 2 μ m, afin de tester leur impact sur le signal récolté en sortie de guide.

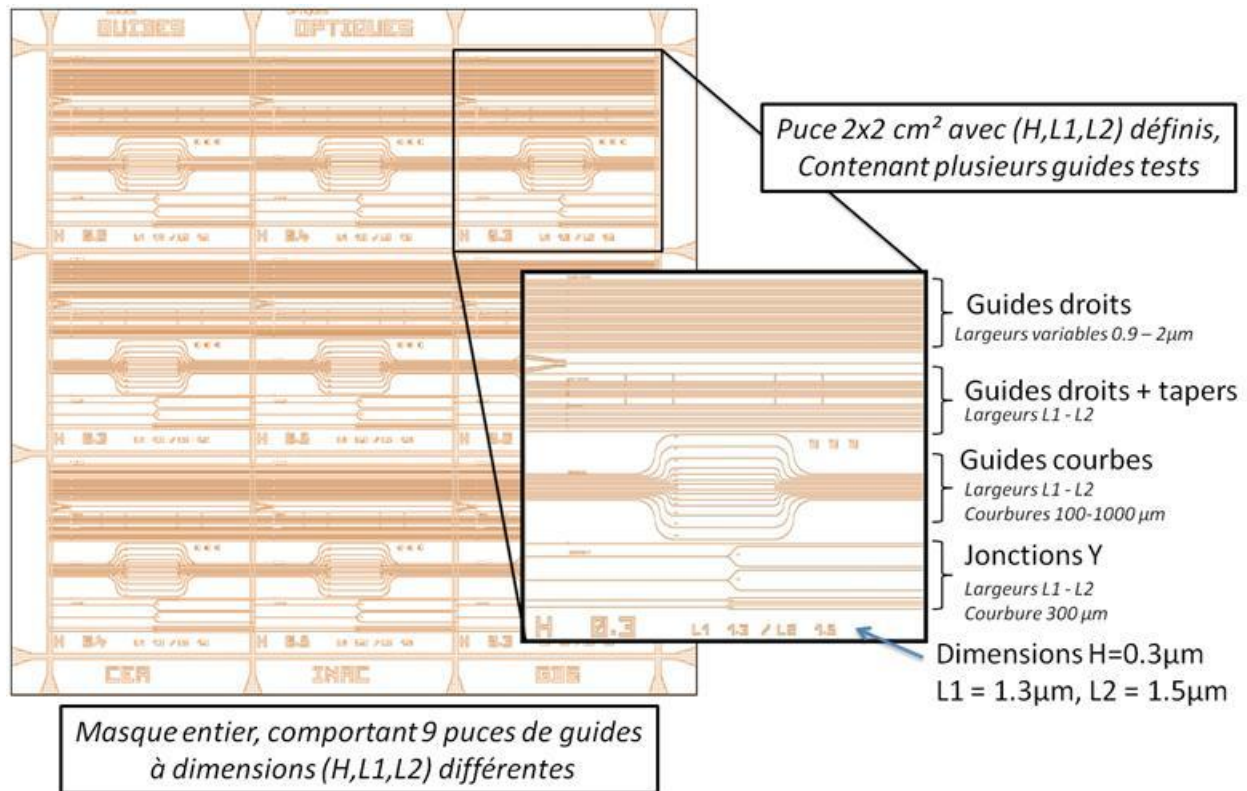


Fig. III - 15 : Masque 5'' pour l'essai de guides d'ondes, comportant 9 puces à découper contenant chacune des dimensions et des géométries de guides différentes. Les dimensions (H,L1,L2) sont fixées d'après le tableau III-3.

Le masque défini, nous allons maintenant détailler le procédé de réalisation.

6.2. Déroulé du procédé

Le procédé est défini comme suit :

1. **Dépot** SiN (PECVD^a - Corial) sur plaque 100mm de Saphir-R. Paramètres : débits NH₃ (500 sscm), N₂ (425 sscm), Ar (100 sscm), puissance RF Fwd 200W, 280°C, pression 1500mT, durée 5min (à ~200nm/min, épaisseur visée ~1μm)
2. Couchage promoteur d'adhérence de résine HMDS (60s/4000tr) + résine UV5 de Rohm&Haas (60s/4000tr - épaisseur finale ~700nm) + Recuit 1 (130°C/90s)
3. **Lithographie optique** MJB4-DUV250 (masque 'OPT-1')
4. Recuit 2 (130°C/60s) + Développement AZ326MIF (30s) puis rinçage eau DI
5. Découpe du wafer par secteurs (2x2cm²) de hauteurs différentes de gravure
6. **Gravure RIE^b** (ICP^c-STS) partielle du SiN - Puissances RF coil/platen 50/10W - Débits SF₆/O₂ 18/2sscm 10mTorr - durée variable (vitesse de gravure du SiN ~45nm/min)
7. Délaquage résine (acétone 15min)

^a PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

^b RIE : Reactive Ion Etching

^c ICP : Inductively Coupled Plasma [24]

A la suite du dépôt, l'épaisseur de SiN déposée est contrôlée par ellipsométrie. Une lithographie optique en deep-UV est ensuite réalisée pour définir les guides. En effet les largeurs mises en jeu (jusqu'à moins de $1\mu\text{m}$) imposent une résolution que la lithographie UV classique ne peut garantir. Le wafer est alors découpé selon les secteurs définis par hauteur de gravure ; chaque secteur est gravé en RIE par plasma SF_6/O_2 , pour une durée variant suivant la profondeur visée. La vitesse de gravure a été mesurée à 45nm/sec , à l'aide d'un profilomètre après des temps de gravure variables.

On obtient ainsi 9 plaquettes de guides d'essai, à des couples de dimensions H/L différents. Afin de pouvoir mesurer leurs propriétés optiques, il faut procéder au clivage des échantillons, étape qui s'est révélée plus importante et critique que nous ne l'avions anticipé.

6.3. Découpe et clivage des plaques Saphir 100mm

Sans une découpe appliquée permettant d'aboutir à des flancs d'injection de qualité, il s'est avéré impossible de récolter un quelconque signal exploitable en sortie de guide : avec des flancs irréguliers, le signal était diffusé dans le guide plan et on ne pouvait distinguer la sortie du guide dans lequel on injectait.

Il a donc fallu trouver un moyen d'améliorer la qualité optique des flancs des échantillons, et pour cela plusieurs solutions ont été envisagées, dont le clivage et le polissage des plaquettes.

6.3.1. Clivage

La méthode élémentaire pour obtenir une surface optique de bonne qualité est le clivage de la puce. Ses flancs doivent être les plus droits et les moins rugueux possibles, ce qui mène à la nécessité d'effectuer un clivage propre.

Pour cela, on effectue tout d'abord une découpe partielle en face arrière du wafer à l'aide d'une scie en diamant, dans le but de laisser environ $200\mu\text{m}$ de substrat sur les 440 initiaux, pour faciliter le clivage manuel ensuite. La dernière passe de la scie est faite à une hauteur de $280\mu\text{m}$ ($200\mu\text{m}$ saphir + $80\mu\text{m}$ film plastique), pour minimiser les risques de cassure lors du processus : en effet cette dernière passe ne doit pas laisser une épaisseur trop fine de substrat, car on prend alors le risque qu'il casse de lui-même lors du passage de la scie, ce qui aboutit à des flancs abîmés d'office. Cette technique a été développée progressivement avec Martine Gri (responsable de la machine de découpe), spécialement pour ces échantillons, car il n'existait alors pas de cas similaire de découpe partielle en face arrière.

Cette méthode permet d'obtenir des échantillons mesurables, mais nécessite patience et application, et n'exclut pas le risque « d'accidents » : certaines parties du wafer peuvent être plus fragiles que d'autres, ce qui mène à une casse prématurée lors de la découpe. Une autre solution a été explorée, avec le polissage optique des flancs.

6.3.2. Polissages

Pour améliorer la qualité optique des flancs, des polissages sont souvent réalisés sur les puces d'optique intégrée. L'idée fut donc d'essayer cette méthode répandue sur nos puces, en gardant toutefois à l'esprit que le saphir est un matériau de grande dureté, et donc très difficile à usiner, contrairement au verre utilisé dans la plupart des puces optiques.

Nous avons eu recours à des disques de polissage en diamant, de dureté plus grande que le saphir. Les résultats ne furent pas probants, l'examen au microscope (Fig.III-16) montrant l'arrachement de la couche de SiN en lambeaux au dessus du Saphir, et ce malgré plusieurs tentatives dans différentes configurations (dont notamment des essais avec une résine durcie sur le SiN, mais insuffisante pour en préserver l'adhérence au saphir). Des essais réalisés à l'aide de disques de saphir, de moins grande dureté, n'ont pas montré d'amélioration.

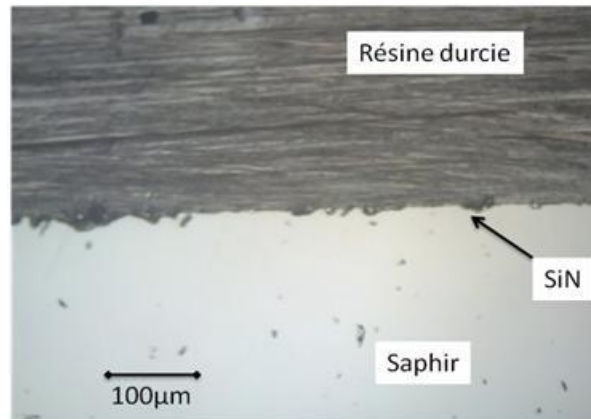


Fig. III - 16 : Vue au microscope du flanc d'un échantillon après polissage : si le flanc du saphir paraît globalement lisse, on voit clairement un grand nombre d'éclats au niveau où se trouve le SiN.

La méthode ne fut donc pas approfondie, étant par ailleurs longue et fastidieuse à mettre en œuvre, avec des résultats non garantis et de plus potentiellement dangereuse pour les échantillons (casse possible).

La découpe se limitera donc par la suite au seul clivage, avec un effort particulier porté sur le conditionnement et la manipulation des échantillons afin d'en préserver au mieux les flancs.

7. Caractérisation des couches et des guides SiN

La caractérisation des échantillons vise à déterminer les propriétés optiques de la couche puis des guides de SiN. Nous avons cherché à valider que les guides sont bien capables de canaliser la lumière qu'on leur injecte.

Nous vérifierons tout d'abord la qualité optique de la couche de SiN non gravée, pour ensuite passer aux campagnes de mesure des performances optiques des guides.

7.1. Méthodologie et techniques

7.1.1. Caractérisation physique de la couche mince de SiN

On cherche ici tout d'abord à caractériser les propriétés optiques de la couche de SiN après dépôt. Pour cela, des mesures ont été réalisées à l'ellipsométrie (en salle blanche LETI, avec Carmelo Scibetta intervenant sur l'instrument) pour connaître l'indice n de la couche (Fig.III-17).

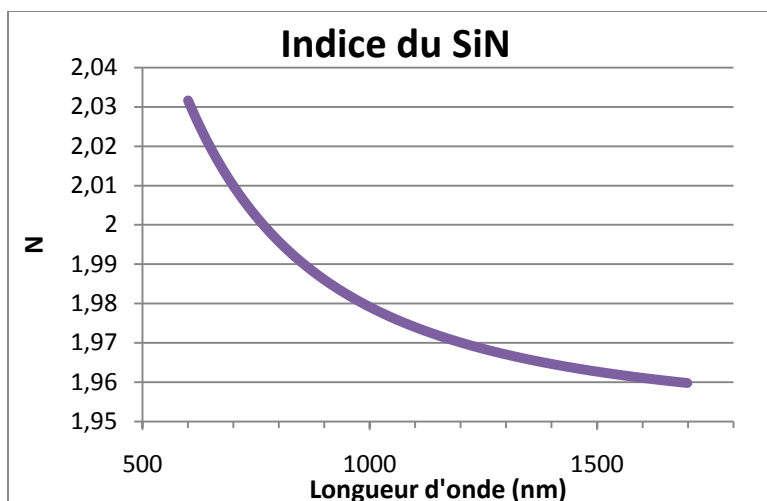


Fig. III - 17 : Mesure de l'indice du SiN par ellipsométrie, pour des longueurs d'onde de 600nm à 1700nm.

Ces valeurs ont pu être recoupées par une mesure par la méthode des M-lines [14] à l'aide d'un Metricon^a [15]. Les indices concordent bien entre les deux méthodes de mesure, on dispose donc d'une valeur fiable de $n_{\text{SiN}} = 1.96$.

Ces résultats permettent de conclure favorablement quant au choix du SiN comme matériau pour les guides. Reste à connaître les propriétés de ces derniers une fois gravés, en fonction de leurs dimensions.

7.1.2. Caractérisation optique des guides

Les mesures sur les guides ont été réalisées à l'IMEP-LAHC, dans une salle de manipulation multi-utilisateurs à accès restreint. Le montage expérimental comprend une fibre optique montée sur micro-positionneurs, l'échantillon, un objectif (Mitutoyo 20X), des filtres d'atténuation (appelés « densités »), et une caméra IR (SUI Goodrich) connectée à l'ordinateur (Fig.III-18 et 19). Pour l'injection, on dispose d'une source laser à 1.3μm, d'une autre à 1.5μm, et d'une source large bande (ASE) centrée sur 1.5μm.

Deux types de fibres optiques ont été utilisés dans nos mesures : une fibre normale clivée de 10μm de cœur et une fibre lentillée de 2μm de cœur. On attend plus d'énergie couplée avec la fibre lentillée, puisque l'énergie du faisceau est concentrée dans un diamètre comparable à l'entrée du guide. Toutefois, la manipulation avec une telle fibre requiert plus d'attention, sachant que son extrémité est fragile.

^a Ce dernier permet aussi d'estimer les pertes en propagation dans le guide plan. Nous avons pu relever de faibles pertes pour une longueur d'onde de 1.5μm (< 0.5dB/cm), et remarquer que celles-ci augmentent lorsqu'on réduit la longueur d'onde de travail.

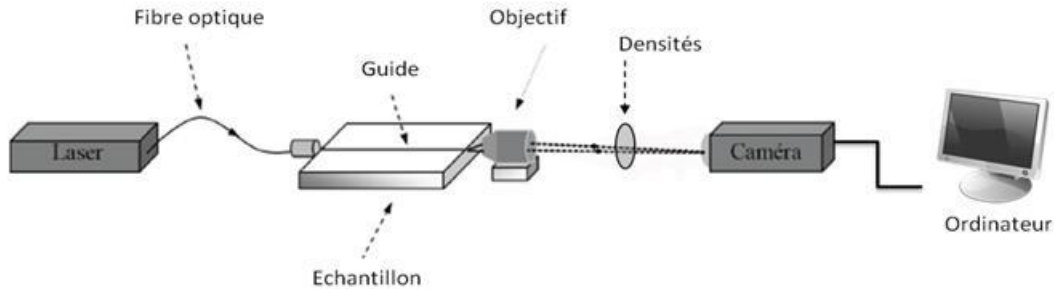


Fig. III - 18 : schéma du montage de caractérisation des guides.

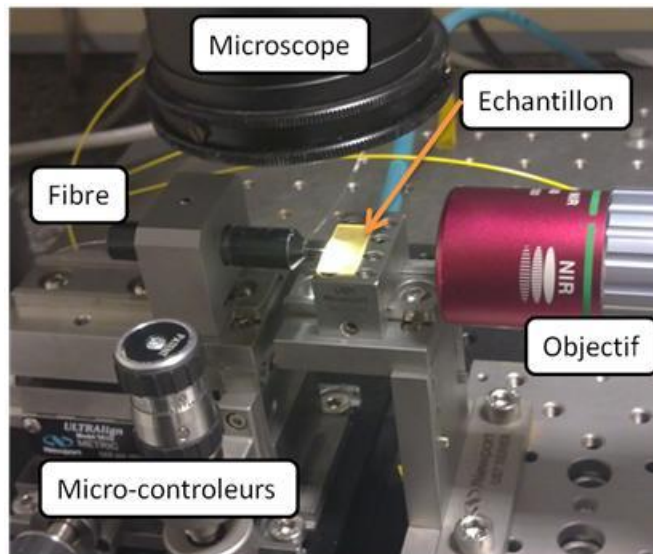


Fig. III - 19 : plateforme de positionnement fibre-guide-objectif.

Pour chaque guide, on positionne la fibre en X/Y/Z afin de maximiser le couplage. On optimise ensuite la focalisation, et on utilise les densités de sorte que la caméra en sortie ne sature pas. On ajuste l'alignement en suivant en direct l'évolution de l'intensité maximale captée par la caméra.

Importance de l'objectif :

Les premières tentatives de mesures ont été infructueuses en partie car on avait beaucoup de difficultés à se focaliser sur la sortie du guide dans lequel on injectait. Le choix d'un nouvel objectif Mitutoyo (O.N 0.40, Gr. 20X, achromatique) a grandement amélioré les conditions de travail, grâce d'une part à sa plus grande ouverture numérique, et d'autre part au fait qu'il soit achromatique (particulièrement lors de l'utilisation de la source ASE, afin que les différentes longueurs d'ondes puissent converger au même endroit).

Une fois l'alignement réalisé, on prend un cliché à l'aide du logiciel de traitement du constructeur (Goodrich) : on a ainsi une image de la répartition de l'intensité en sortie de guide. On répète la démarche pour le plus de guides possibles.

Les clichés sont ensuite traités (sur Matlab) à l'aide de scripts développés spécialement et que nous décrirons ensuite, pour en extraire les flux guidés et dans le but de les comparer aux flux injectés par les fibres. On a ainsi une estimation des pertes à l'aide de rapports de puissances en entrée-sortie.

7.2. Résultats et analyse des performances des guides en SiN

7.2.1. Performances en guidage

On relève le rapport entre le flux amené par la fibre et le flux sortant du guide (Fig.III-20). Au total environ 90 guides ont pu être mesurés sur différentes puces.

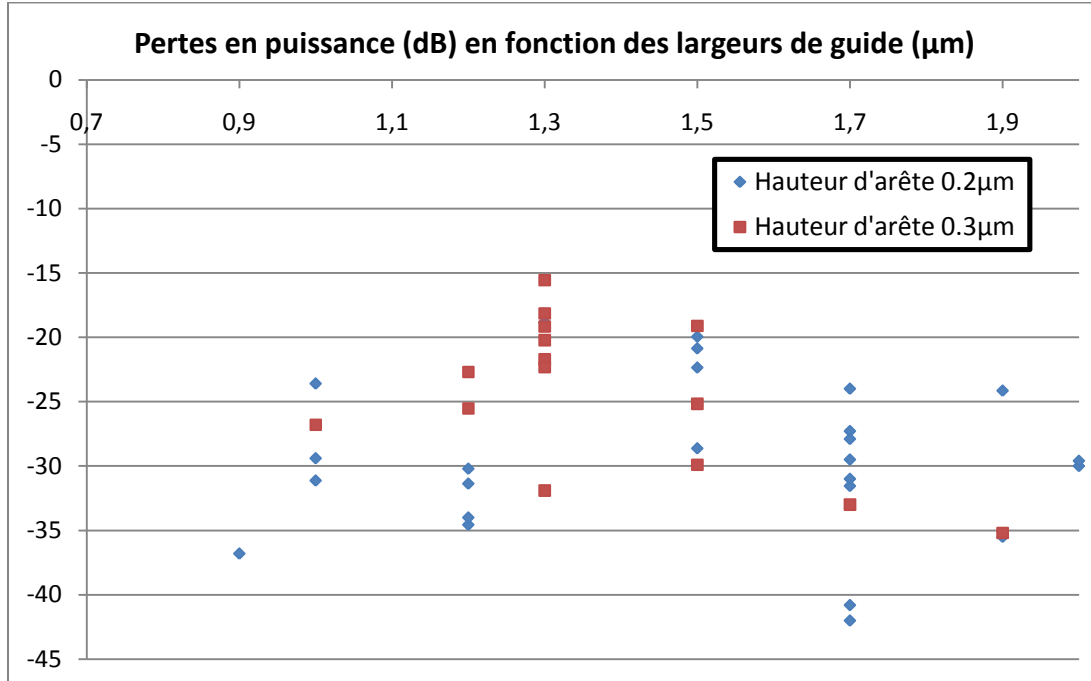


Fig. III - 20 : Comparatif des taux de pertes en puissance sur des séries de guides de hauteurs d'arête 0.2μm et 0.3μm (longueurs respectives 11mm et 13mm), mesurés à l'aide d'une fibre lentillée de 2μm de cœur. On constate que les guides à 0.3μm d'arête ont des pertes comparables (voire moindres) à ceux de 0.2μm, malgré une plus grande longueur.

Nous constatons que les pertes sont globalement très importantes, avec peu de signal récolté en sortie des guides : les rapports de flux en entrée/sortie donnent des valeurs de l'ordre de -30dB. Nous avons donc réalisé une étude des pertes afin de les comprendre et éventuellement les corriger.

Performances des guides courbes

Nos guides courbes sont dessinés avec 4 courbures à 90°, de la manière suivante :

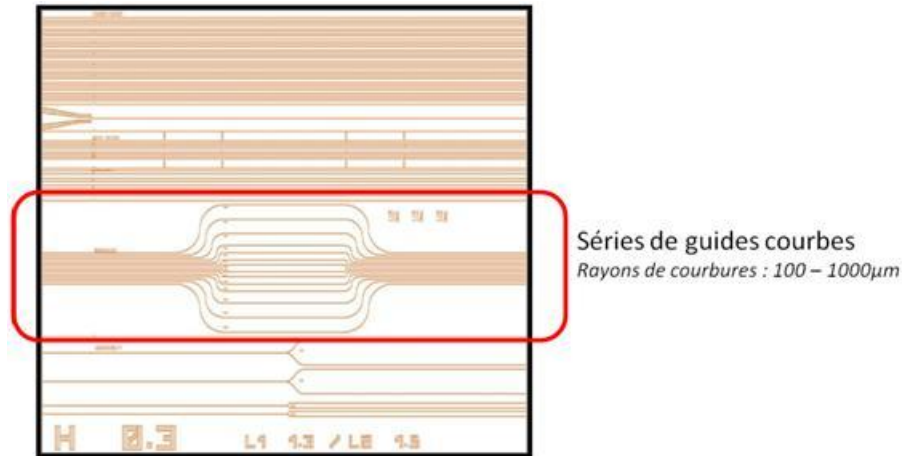


Fig. III - 21 : emplacement et allure des guides courbes sur chaque puce optique, avec des rayons de courbure variables.

Nous avons pu récolter le signal en sortie de plusieurs guides courbes, de rayons de courbure à $100\mu\text{m}$ jusque $500\mu\text{m}$, ce qui valide leur capacité de guidage et l'idée de la boucle interférométrique.

Les pertes en propagation déterminées par « cutback » [16] (comme il sera explicité plus loin) ont permis sur une puce d'isoler la composante de perte due au rallongement du guide dans les parties courbes de la composante rayonnée par la courbure en elle-même.

Guide $L = 1,5\mu\text{m}$ $H = 0,3\mu\text{m}$	Longueur de guide (mm)	Taux pertes (dB)	dont 'rallonge' (dB)	Pertes sans rallonge - ramenées à 16mm - (dB)	Pertes rayonnées par la courbure (dB)
$R = 0\mu\text{m}$ (guide droit)	16	-38	0	-38	-
$R = 100\mu\text{m}$	16,62	-42	0,9	-41,1	-3,1
$R = 200\mu\text{m}$	17,25	-40	1,8	-38,2	-0,2
$R = 500\mu\text{m}$	19,14	-46	4,4	-41,6	-3,6

Tabl. III - 8 : Pertes d'une série de guides courbes, en fonction du rayon de courbure.

On voit donc que les pertes rayonnées par les courbures semblent assez faibles, à moins de 4dB, et que l'optimum semble se situer pour un rayon de courbure de l'ordre de $200\mu\text{m}$. Nous avons néanmoins constaté expérimentalement un plus grand nombre de guides courbes fonctionnels à $300\mu\text{m}$ qu'à $200\mu\text{m}$ de courbure, nous nous dirigerons donc préférentiellement vers des rayons de $300\mu\text{m}$.

7.2.2. Importance du couplage

Nous remarquons globalement une grande dispersion des mesures. Nous identifions cela à 2 principaux facteurs :

- Alignement optimal non reproductible : les microcontrôleurs manuels ne permettent pas un alignement fin de la fibre dans la position optimale.
- Etat variable des flancs : en général, nous avons remarqué qu'environ la moitié des guides seulement sur les puces marchaient effectivement, c'est-à-dire que nous pouvions en récolter un signal fort et précisément confiné en sortie. Pour les autres, le signal était réparti de façon inégale sur le flanc, sans que l'on puisse distinguer

nettement à quel endroit se situait la sortie du guide.

Nous attribuons ce fort taux de déchet aux multiples tentatives de clivage qui ont très probablement nui à la conservation des échantillons, ainsi qu'à des états de flancs de puce non optimaux en entrée et en sortie. Le fait que des guides marchent montre toutefois qu'ils sont fonctionnels, et nous incite à améliorer le conditionnement des puces et leur découpe.

Ceci implique que bien souvent, on ne peut comparer les mesures qu'au cas par cas, et que l'on doit considérer avec une grande précaution les résultats de toutes les puces présentées ensemble sans distinction.

Comparatif entre les couplages avec les fibres 2 μ m-10 μ m

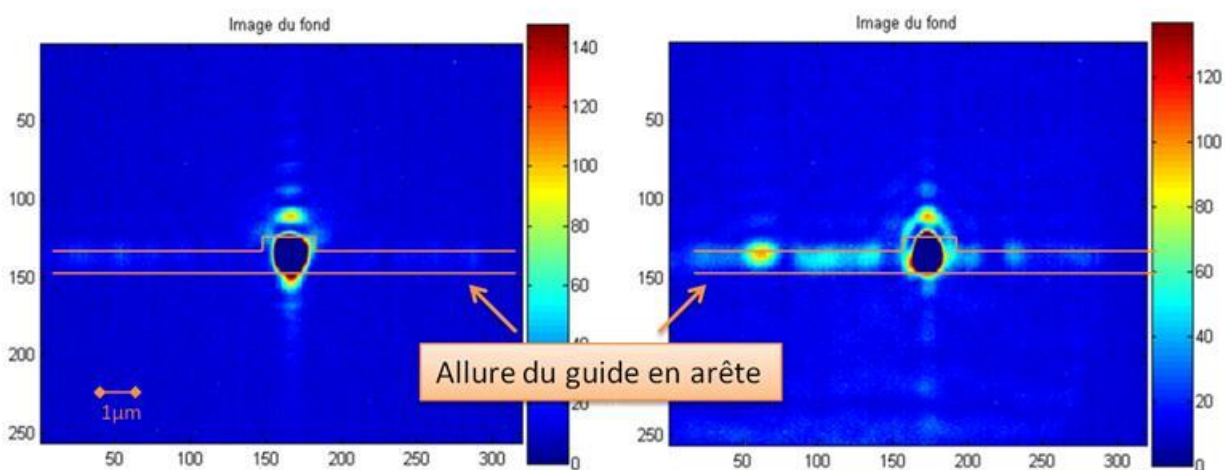


Fig. III - 22 : Images résiduelles prises sur un même guide, en injectant avec la fibre de 2 μ m de cœur et de 10 μ m de cœur, respectivement. On voit clairement plus de signal diffusé dans le guide plan pour le deuxième cas. Les échelles sont indiquées en pixels, avec un rapport approximatif de 1 μ m \sim 25pixels.

Les clichés présentés ci-dessus correspondent à l'image résiduelle du même guide ($H=0.3\mu\text{m}$, $L=1.5\mu\text{m}$, taper $2\mu\text{m}$), dans un cas d'injection avec la fibre lentillée puis avec la fibre standard. Les pertes déterminées par le ratio énergétique entrée/sortie est de -27dB dans le 1^{er} cas et -33dB dans le 2^e, soit 6dB de différence. Cette différence se retrouve également dans la mesure sur d'autres guides :

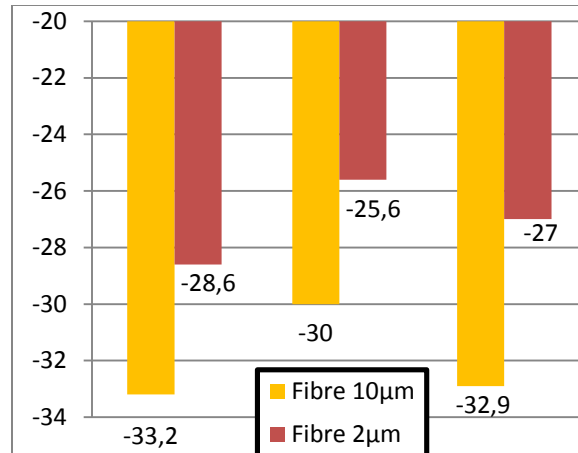


Fig. III - 23 : Pertes en puissance (dB) de 3 guides taperisés de largeur $1.5\mu\text{m}$, hauteur $0.3\mu\text{m}$, longueur 9mm , mesurés successivement avec la fibre lentillée ($2\mu\text{m}$ de cœur) et la fibre classique ($10\mu\text{m}$ de cœur).

Or, d'après les simulations prenant en compte simplement les recouvrements des champs (que nous détaillerons plus loin), on s'attendrait à une différence de 13dB. On observe ainsi que la fibre à $2\mu\text{m}$ ne permet finalement pas un grand gain de couplage. La raison peut être due au fait que le faisceau à $2\mu\text{m}$ de diamètre subit plus de diffraction en entrée que le faisceau à $10\mu\text{m}$, étant donné que le flux est plus concentré.

De plus, il est aussi plus difficile d'optimiser l'alignement de la fibre à $2\mu\text{m}$, tout décalage par rapport à la position 'idéale' ayant un impact plus important en termes de puissance couplée. Ceci se reflète par des écart-types dans les mesures deux à trois fois plus importants dans les études menées avec la fibre lentillée par rapport à celles menées avec la fibre classique, sur des mêmes guides.

Les clichés montrent également une autre différence entre les 2 cas : l'injection avec la fibre lentillée permet d'avoir moins de signal optique dans le substrat, ce qui peut se révéler important pour le contraste et le bruit vu par les détecteurs.

L'avantage de travailler avec la fibre lentillée ne se situe donc pas tant dans la quantité de flux injecté dans le guide, mais plutôt sur une diffusion moindre du flux optique dans le guide SiN plan.

Influence des tapers de couplage

Des tapers de couplage (largeur $2\mu\text{m}$) ont été ajoutés en entrée de certains guides, afin d'élargir la surface de couplage en entrée et ainsi augmenter le signal injecté [17]. Leur forme a été dessinée avec un angle de réduction très faible de 0.1° afin de minimiser les pertes [18] :

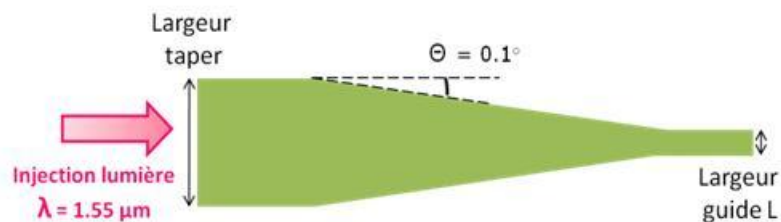


Fig. III - 24 : Schéma de principe d'un taper de couplage.

Nous avons pu mesurer leur impact sur la puissance récoltée en sortie de guide :

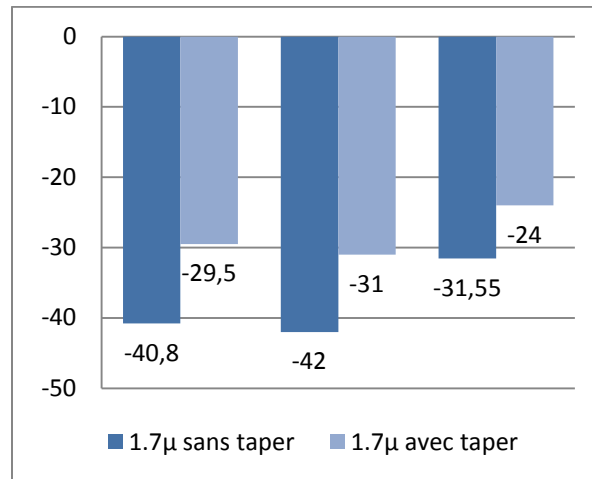


Fig. III - 25 : Pertes en puissance (dB) sur des guides de largeur $1.7\mu\text{m}$ (hauteur $0.2\mu\text{m}$), avec et sans tapers de couplage.

L'influence favorable des tapers est donc confirmée expérimentalement, avec des gains en rapports de puissance d'au moins 5dB en moyenne. Ils constituent un moyen facile et efficace d'améliorer le couplage dans les guides.

7.3. Analyse des pertes

On peut distinguer quatre catégories de pertes :

- Les pertes d'origine expérimentale, liées aux conditions de manipulation : l'alignement fibre-guide en fait partie, ainsi que l'état des flancs d'injection.
- Les pertes de propagation induites par les courbures, les rugosités ou d'autres imperfections. On peut les évaluer expérimentalement par la méthode du cutback [16]. Ces pertes peuvent aussi être estimées par calcul à partir de clichés MEB/AFM nous donnant les dimensions moyennes des rugosités. Les pertes par courbure sont simulées par AFMM, comme nous l'avons vu auparavant dans ce chapitre.
- Les pertes de couplage, dues à la réflexion en entrée du guide, à la diffraction en entrée et sortie, et au recouvrement insuffisant des champs entre la fibre et le guide. Des simulations WMM permettent d'avoir une bonne idée des recouvrements de champs, et quelques calculs simples permettent d'estimer les pertes en réflexion et diffraction.
- Rappelons qu'on a également des pertes dues aux propriétés intrinsèques du matériau. La méthode des M-Lines a permis d'évaluer de très faibles pertes dans le guide SiN plan à une longueur d'onde de $1.5\mu\text{m}$, nous n'y reviendrons pas.

7.3.1. Analyse des pertes expérimentales

Les pertes expérimentales sont liées aux conditions de manipulation et peuvent donc varier en fonction d'un guide à l'autre et éventuellement être corrigées.

7.3.1.1. Alignement fibre-guide

L'alignement de la fibre sur le guide est une étape essentielle pour le couplage, et est effectué à l'aide de vis micrométriques. Le moindre désalignement entraîne quasi-

assurément la disparition du signal guidé. Le contrôle du placement nécessite doigté, et est sensible aux courants d'air dans la salle de manipulation (il convient à ce titre d'arrêter la climatisation de la salle durant l'expérience et à ne pas provoquer de courants d'air). On peut d'ailleurs penser que l'alignement n'a jamais pu atteindre le niveau optimal sur le banc de mesures optiques utilisé, et que les performances peuvent être en réalité meilleures. Il reste difficile toutefois d'estimer précisément les pertes moyennes dues au désalignement d'un guide à l'autre.

Du fait des mauvaises conditions de positionnement manuel, on peut légitimement penser que l'alignement sera amélioré grâce au recours à des positionneurs piézoélectriques, comme il sera le cas pour le dispositif SWIFTS final.

Un bon alignement est donc important mais ne suffit pas, l'état de l'échantillon étant lui aussi critique.

7.3.1.2. Clivage et état des flancs

Expérimentalement, on a constaté d'emblée que le clivage était décisif quant à la mesurabilité des échantillons. Leur observation permet de mieux comprendre cet état de fait.

Prenons pour exemple le cliché MEB suivant, pris sur le flanc d'injection d'un guide arête SiN avec cladding de Silice :

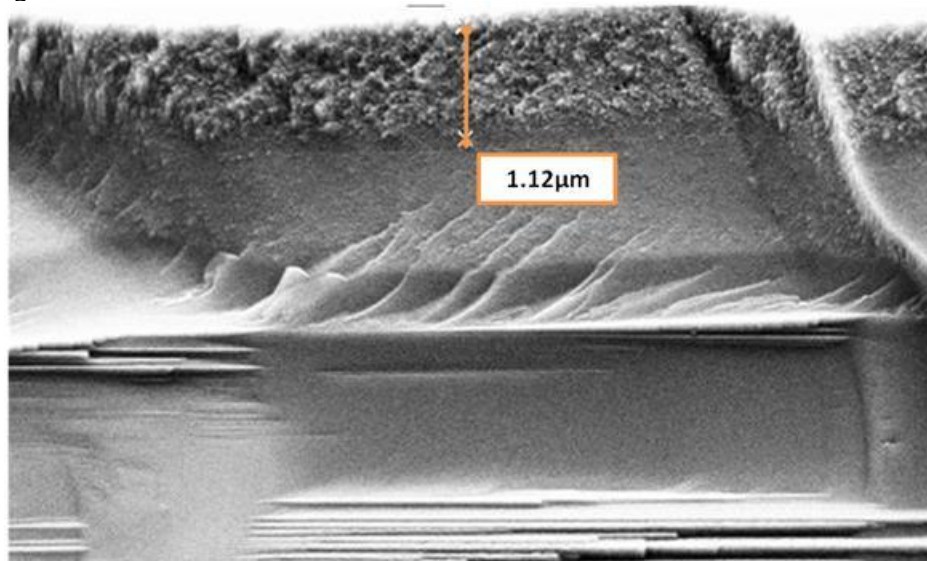


Fig. III - 26 : Cliché MEB de la tranche de clivage d'un guide SiN sous cladding de Silice.

On peut distinguer plusieurs particularités sur l'état du flanc :

- l'interface Air/SiN comporte une différence d'indice entre les milieux qui induit des pertes de réflexion (pertes dites de Fresnel). De plus, elle peut présenter un angle par rapport au plan d'entrée du guide (irrégularités liées à la découpe...). Plus cet angle est grand, plus la réflexion à l'interface Air/SiN en entrée augmente [12] (p.50). Des calculs numériques (Annexe A1) montrent toutefois que ces pertes restent limitées, se situant entre 0.4dB en incidence normale et moins de 1dB à 45° (indices pris : $n(\text{air})=1$, $n(\text{SiN})=1.96$). (Fig.III-27)

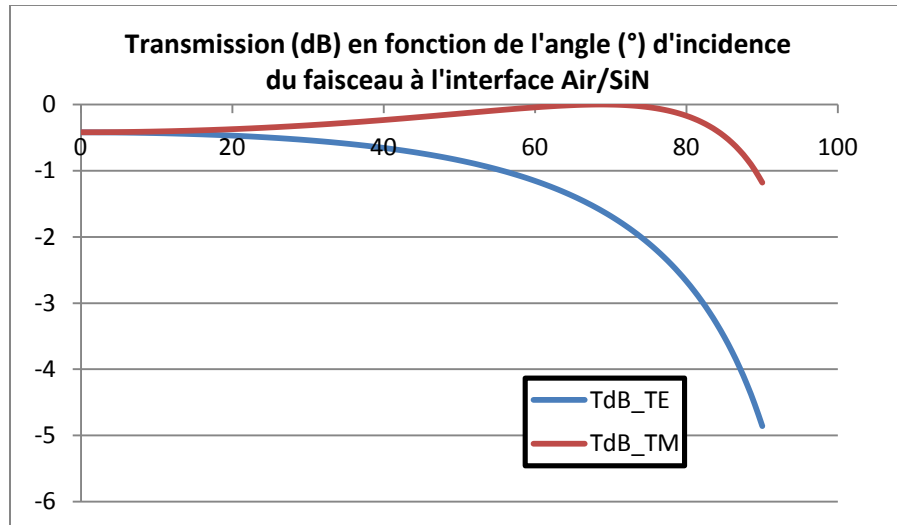


Fig. III - 27 : Pertes en transmission à l'interface Air/SiN en fonction de l'angle entre l'axe optique et le plan d'injection. L'angle pour lequel la transmission ne subit aucune perte en mode TM est appelé « angle de Brewster ».

- la présence d'éclats qui, par leurs tailles, peuvent agir comme un réseau et diffracter le faisceau [19]. Ces pertes sont difficilement calculables analytiquement, car elles dépendent de l'état variable de l'interface, mais peuvent être estimées à environ 3dB.

Nous allons maintenant examiner le cas des pertes qui ne sont pas liées aux conditions expérimentales mais plus aux propriétés des guides.

7.3.2. Analyse des pertes de couplage

Les pertes structurales sont inhérentes à la structure de base du guide d'ondes (dimensions, géométrie...). Ce sont donc les pertes minimales auxquelles on doit s'attendre et que l'on ne pourra pas éliminer simplement.

7.3.2.1. Diffraction du faisceau

Les tailles réduites des guides entraînent inévitablement la diffraction d'une partie du signal, comme on le constate aisément sur les clichés en sortie de guide. (Fig.III-28)

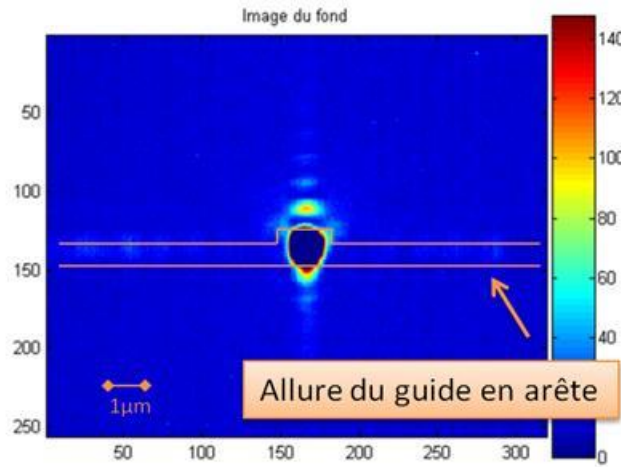


Fig. III - 28 : Image du fond résiduel en sortie d'un guide – on voit notamment la diffraction dans l'axe Y, soit au dessus et au dessous du guide.

Pour un signal gaussien diffracté par une pupille de taille comparable au diamètre du faisceau, la répartition d'intensité est décrite par une fonction carrée du sinus cardinal. Le signal diffracté, en dehors du pic principal de l'intensité, représente environ 10% de l'énergie totale (ce qui équivaut à une perte de 0.5dB).

Les calculs de flux réalisés, prenant en compte uniquement le champ central, excluent cette partie diffractée, alors qu'elle a bien été guidée auparavant. Ils devraient donc théoriquement être corrigés de +0.5dB pour réellement refléter le flux guidé. Nous n'apporterons pas cette correction, car elle ne change fondamentalement pas les ordres de grandeurs en jeu.

Néanmoins, on peut considérer que l'image de la diffraction en sortie donne une bonne idée de la diffraction qui a lieu en entrée, et dont on peut estimer l'impact à environ 0.5dB de pertes induites.

Les dimensions du guide ont d'ailleurs un autre impact : elles influent directement sur la forme des champs, et donc sur le couplage théorique maximal.

7.3.2.2. Recouvrement des champs

Le but est ici d'évaluer le couplage entre la fibre et le guide en superposant les cartes des champs. Le couplage énergétique T_n fait intervenir le produit de recouvrement des champs t_n , définis comme suit [12]^a (p.176):

$$t_n = \frac{\int_{Section} \vec{E}_{guide} \times \vec{H}_{fibre}^* . dS}{\sqrt{\int_{Section} \vec{E}_{guide} \times \vec{H}_{guide}^* . dS} \cdot \sqrt{\int_{Section} \vec{E}_{fibre} \times \vec{H}_{fibre}^* . dS}}$$

^a Il est à noter que l'on ne fait pas apparaître dans nos formules de préfacteur tenant compte de la réflexion Fresnel à l'interface, car nous l'avons déjà calculé auparavant dans le paragraphe 7.1.3.2. Nos calculs de pertes étant réalisés en valeurs logarithmiques, il suffira de les additionner terme à terme.

$$T_n = t_n \cdot t_n^* = \frac{\left[\int_{Section} \vec{E}_{guide} \times \vec{H}_{fibre}^* . dS \right]^2}{\int_{Section} \vec{E}_{guide} \times \vec{H}_{guide}^* . dS \cdot \int_{Section} \vec{E}_{fibre} \times \vec{H}_{fibre}^* . dS}$$

Cette formule signifie que le couplage est le rapport du carré du 'flux convolué' des champs de la fibre et du guide, avec le produit de leurs flux individuels.

Ces calculs permettent d'isoler les pertes minimales imposées par les différences géométriques entre la fibre et le guide.

7.3.2.2.1. Recouvrements théoriques

Le script élaboré conjointement avec Philippe Feautrier (Annexe A2 - « couplage_theo.m ») calcule le couplage théorique entre la fibre et le guide, en utilisant les cartes de champs calculées avec les outils WMM et en les comparant à celle d'une fibre modélisée par un faisceau gaussien.

On considère une fibre optique de diamètre de cœur donné et un guide d'onde en SiN de dimensions paramétrables, et on cherche à évaluer le recouvrement des cartes de champs de ces 2 parties et utilisant la formule citée plus haut. Il est à noter que l'on réalise l'approximation suivante : [valeur champ = racine(intensité)].

Dans l'écriture du code, cela équivaut à reconsidérer le 'flux convolué' sous la forme suivante :

$$\int_{Section} \vec{E}_{guide} \times \vec{H}_{fibre}^* . dS \approx \int_{Section} \sqrt{\vec{E}_{guide} \times \vec{H}_{guide}^*} \cdot \sqrt{\vec{E}_{fibre} \times \vec{H}_{fibre}^*} . dS$$

Nous y sommes forcés étant donné que le cliché pris en sortie de guide nous donne un relevé de l'intensité et non de l'amplitude.

La carte de champ théorique du guide d'onde a été générée par les codes WMM. (Fig.III-29) Une partie de ce code permettait de générer de champ électrique E et magnétique H sur ses composantes x,y,z et a été reprise ici. On s'intéresse à la carte de champs dans le plan (x,y), et l'on peut obtenir l'intensité lumineuse en tout point en effectuant le produit vectoriel entre les champs E et H.

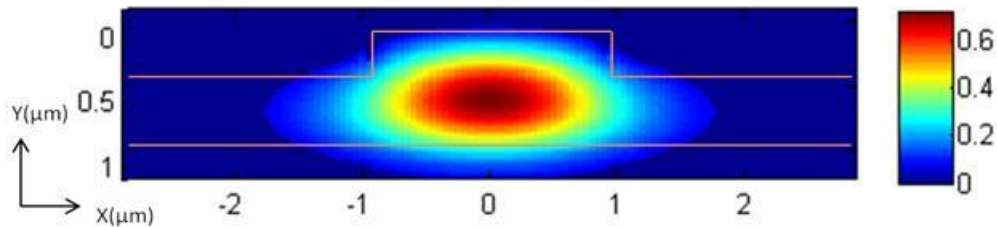


Fig. III - 29 : Champ TE modélisé dans un guide de dimension $H=0.2\mu\text{m}/L=2\mu\text{m}$.

Parallèlement à cela, on génère la carte de champs de la fibre optique qui illumine le guide en considérant l'éclairement comme Gaussien, centré au même point que l'image du guide, avec une largeur à mi-hauteur de la Gaussienne de $2\mu\text{m}$, convertie avec la même unité en pixels que la carte du guide. (Fig.III-30)

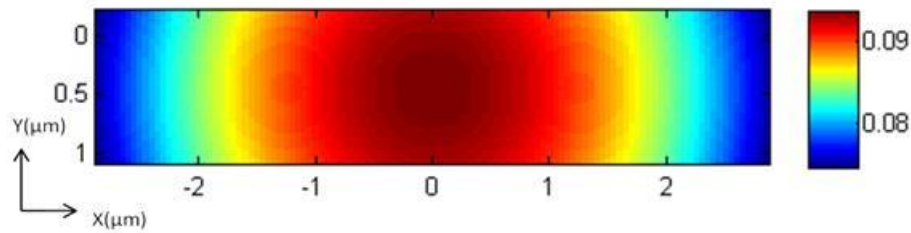


Fig. III - 30 : Modèle de champ gaussien d'une fibre de 10µm de cœur (détail du champ total).

On obtient ainsi deux cartes de champs de dimension identique dont l'unité en pixel est la même et centrées au même endroit. Il est donc aisé de multiplier une image par l'autre pixel à pixel, Matlab étant particulièrement adapté aux calculs matriciels (Fig.III-31). Ceci permet de calculer le 'flux convolué' dans l'image multipliée (fluxmultiplication), ainsi que les flux individuels dans l'image du guide (fluxfibre) et dans l'image de la fibre (fluxguide). L'efficacité de couplage théorique s'obtient alors par la formule :

$$\text{Efficacité de couplage} = 10 \cdot \log_{10}((\text{fluxmultiplication})^2 / ((\text{fluxfibre}) * (\text{fluxguide})))$$

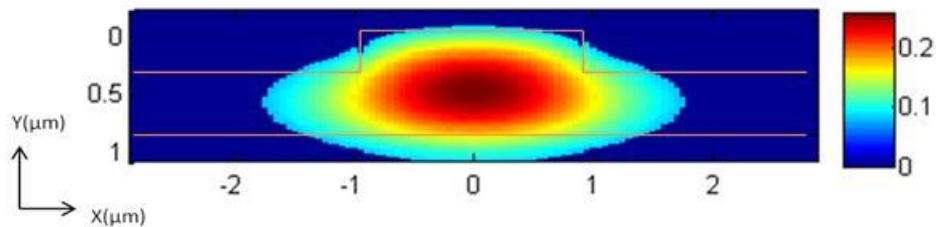


Fig. III - 31 : Intensité couplée, résultant du produit point par point entre les cartes de champs précédents.

De cette façon, on a retranscrit la formule du couplage T_n indiquée plus haut, en la convertissant en format logarithmique.

Quelques résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

L/H (µm)	Couplage théorique max. (dB)		Energie max. couplée (%)	
	Fibre 2µm	Fibre 10µm	Fibre 2µm	Fibre 10µm
1,9/0,2+SiO2	-4	-16,3	39,81	2,34
1,9/0,2	-4,24	-16,66	37,67	2,16
1,7/0,2	-4,29	-16,7	37,24	2,14
1,5/0,3	-4,83	-17,77	32,89	1,67
1,4/0,3	-4,86	-17,79	32,66	1,66
1,3/0,4	-5,27	-18,45	29,72	1,43
1,0/0,4	-5,31	-18,41	29,44	1,44
1,2/0,5	-5,97	-19,36	25,29	1,16

Tabl. III - 9 : calcul des couplages théoriques maximaux (en dB) en fonction des fibres utilisées, des dimensions des guides, avec le couplage énergétique correspondant (en %).

On constate que le couplage avec une fibre de $2\mu\text{m}$ de cœur se révèle largement meilleur, ce qui était prévisible puisque les dimensions se rapprochent de celles du guide. Néanmoins, l'utilisation d'une fibre lentillée entraîne des complications dans le montage expérimental (fibre fragile, non réutilisable si abimée, etc.). Une fibre normale avec $10\mu\text{m}$ de cœur engendre beaucoup plus de pertes mais sera moins critique à manipuler (on peut cliver la fibre si elle est abimée), et cette facilité constitue un avantage pratique non négligeable. Ces résultats sont en accord avec les modèles numériques existants de troncature d'un faisceau gaussien, calculant son énergie transmise à travers une pupille de dimensions comparables à son diamètre ([12] – p.100).

Ces valeurs sont calculées dans le cas de guides de dimensions nominales, donc dans le cas idéal. Concrètement, les cartes des champs des guides diffèrent légèrement de la modélisation, ce qui modifie aussi le couplage, comme nous allons le voir.

7.3.2.2.2. Réévaluation expérimentale – recouvrements réels

Nous pouvons calculer le couplage réel entre la fibre et le guide en utilisant les clichés sous format TIFF pris en sortie de guide et en les comparant à une fibre modélisée par un faisceau gaussien (la comparaison avec un cliché 'direct' de la fibre n'était pas possible car la caméra saturait systématiquement malgré les filtrages). On considère ainsi les véritables cartes des champs des guides, qui incluent les imperfections (rugosités notamment) pouvant les modifier par rapport aux modèles théoriques.

La procédure appliquée (cf. Annexe A3 - « fibresSSPD3.m ») est proche à celle du calcul du couplage théorique, en remplaçant l'image théorique du guide générée par le code Matlab par l'image réelle. (Fig.III-32-33-34)

Nous pouvons mentionner quelques difficultés supplémentaires:

- Les images TIFF n'ont pas une valeur nulle dans le noir (quand il n'y a pas de lumière). Pour exploiter ces images, il convient donc de faire une image de "fond", obtenue dans la même configuration que l'image du guide mais en éteignant la source lumineuse. Cette image de fond est alors soustraite de l'image du guide et on obtient alors une image dont le fond est nul là où il n'y a pas de lumière.
- Ensuite, pour calculer le couplage, on a besoin de multiplier l'image réelle du guide avec celle de la fibre (image Gaussienne centrée). Il convient alors de recentrer l'image du guide pour ne pas fausser cette multiplication en calculant le centroïde barycentrique de l'image du guide dont on aura au préalable seuillé les résidus dans le fond de l'image. On génère ainsi par recentrage, seuillage et fenêtrage une image traitée du guide d'onde dont la dimension est la même que celle de la fibre et qu'il suffit ensuite de multiplier pixel à pixel. C'est également cette même image traitée qui sert au calcul du flux dans le guide.

Ensuite, l'efficacité de couplage réelle s'obtient par la même formule que précédemment à partir du flux total dans l'image multipliée, dans l'image traitée du guide et dans l'image générée de la fibre.

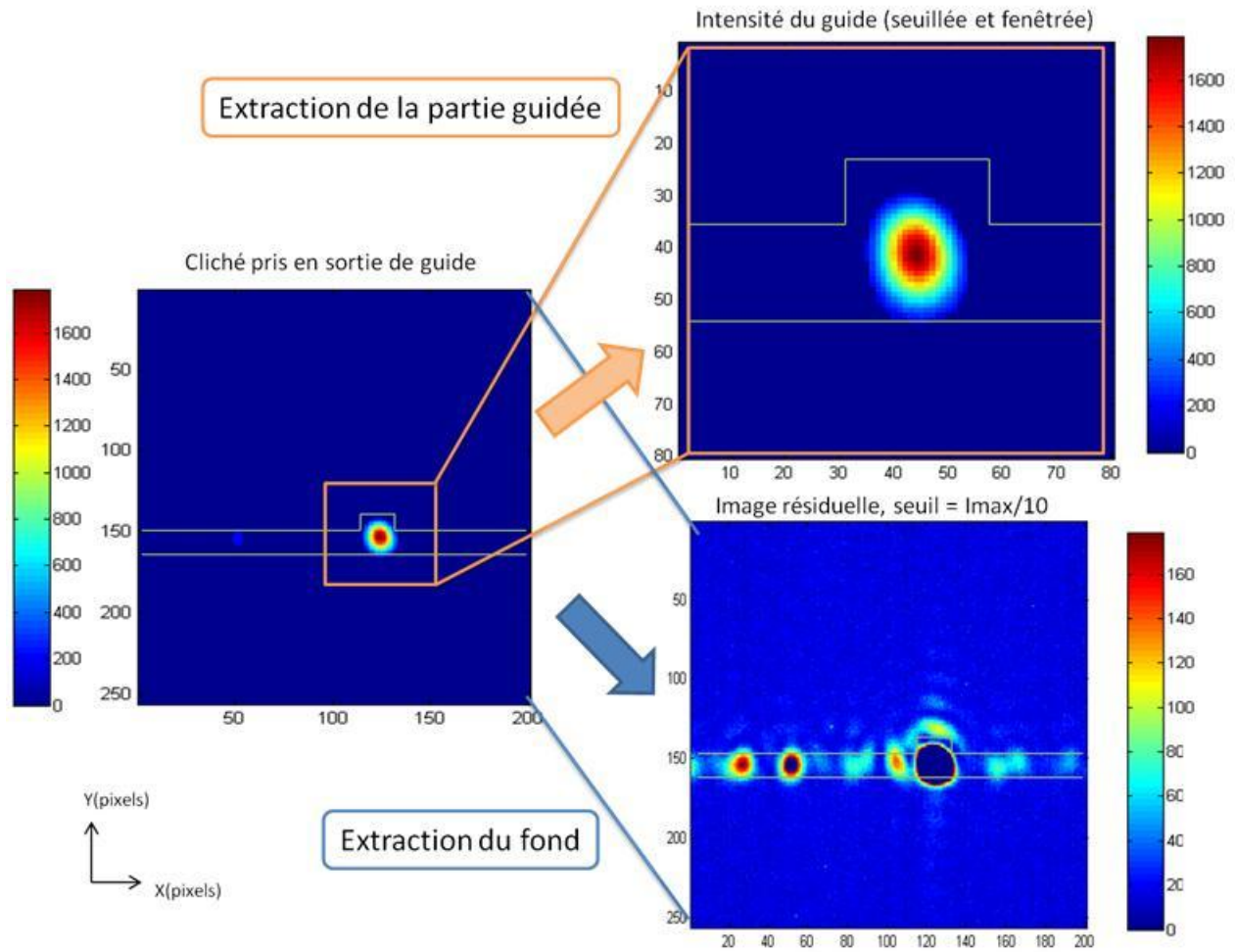


Fig. III - 32 : Clichés pris en sortie de guide : cliché entier, cliché seuillé et fenêtré, image résiduelle ($<10\% I_{MAX}$).

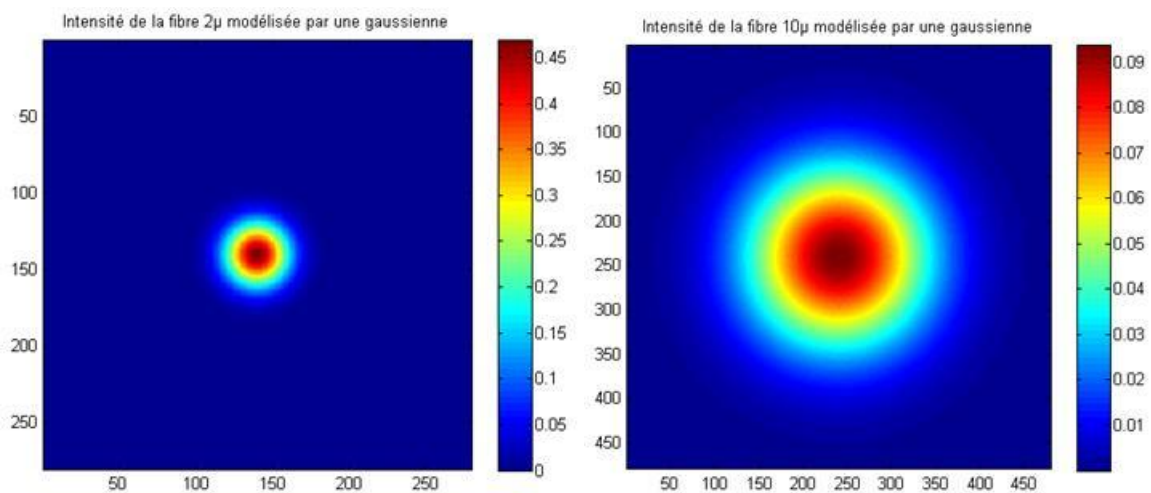


Fig. III - 33 (a) et (b) : Modèles des fibres de $2\mu\text{m}$ et $10\mu\text{m}$ (respectivement) de cœur.

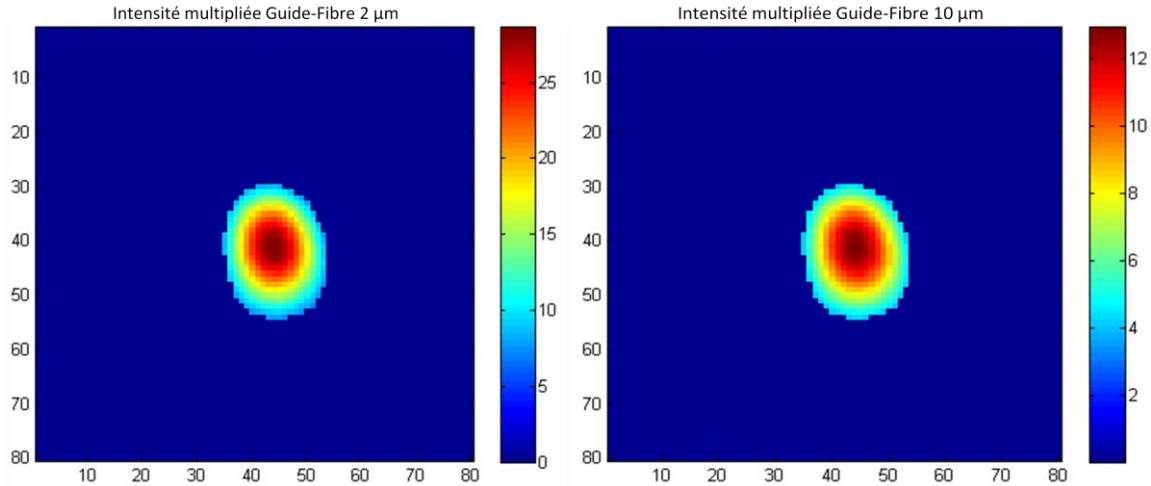


Fig. III - 34 (a) et (b) : Intensités couplées, résultant des produits point par point entre les cartes de champs des fibres avec le champ extrait de la partie guidée.

Les résultats obtenus donnent des valeurs proches de la simulation, mais avec une diminution de l'ordre de -2dB suivant les guides (donc des couplages de l'ordre de -6dB pour une fibre de 2μm, et -19dB pour 10μm).

On constate également que le rapport largeur/hauteur du champ en sortie diffère considérablement des formes de champs attendues par simulation (Fig. III - 31). Nous pouvons relier cette différence aux rugosités importantes des flancs gravés de l'arête (que nous détaillerons plus loin), qui peut avoir pour effet de 'resserrer' latéralement le profil du mode guidé.

- L'analyse des pertes de couplage nous explique en partie les très faibles taux de rendement énergétique. Toutefois, ces taux restent bien plus faibles que ce qui est prédit par la seule prise en compte du couplage, ce qui suggère que d'autres facteurs interviennent également. De plus, la modification systématique des cartes des champs semble indiquer une imperfection inhérente aux guides, ce qui nous a poussés à investiguer de façon plus approfondie leurs défauts.

7.3.3. Analyse des pertes de propagation : courbures et rugosités

7.3.3.1. Evaluation théorique des pertes

L'évaluation théorique des pertes par courbures a été réalisée par simulation AFMM, comme il a été spécifié auparavant. Nous n'y reviendrons pas.

A l'inverse, nous n'avions pas pu anticiper les défauts liés à la fabrication des échantillons. Des mesures de l'état de surface du SiN ont été réalisées par MEB et AFM (Fig.III-35). L'examen par AFM a permis de mesurer des rugosités RMS de 2nm sur le guide (surface plane non gravée), et 7nm sur les surfaces planes gravées, ce qui est négligeable par rapport aux dimensions du guide.

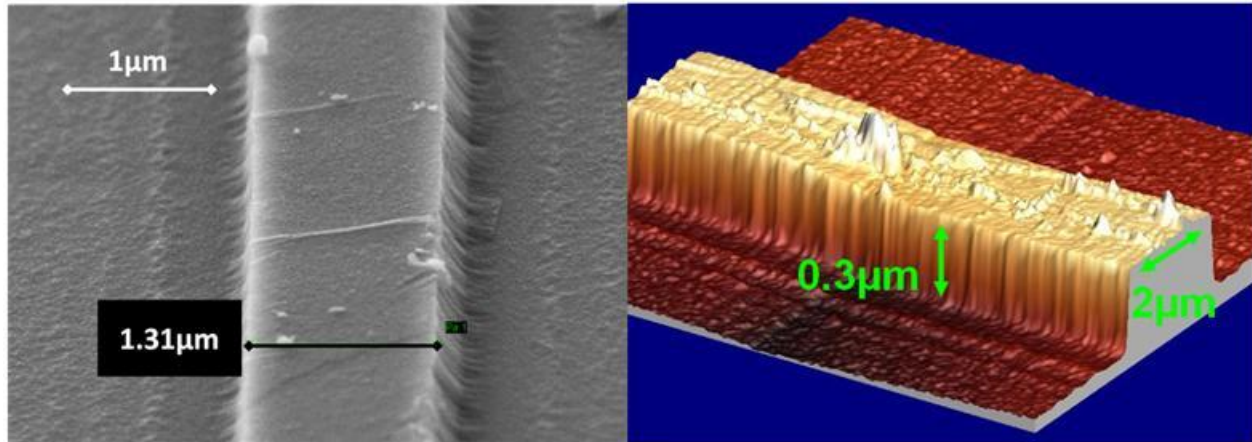


Fig. III - 35 : Cliché MEB et AFM (vue 3D) de deux guides différents. On retrouve des profils de rugosités latérales similaires.

Cependant, les clichés révèlent une rugosité très importante (de l'ordre de 30nm) sur les flancs de gravure, capables d'induire de très importantes pertes radiatives. Ces rugosités proviennent principalement de la résolution du masque (« Line Edge Roughness »), qui d'après Ladouceur et al. [20]-[21] se répercute assez fidèlement sur la résolution du motif gravé.

Afin d'évaluer leur impact, une cartographie plus précise des guides a été réalisée par AFM par balayage transverse d'un guide, de laquelle on extrait le profil des flancs de gravure :

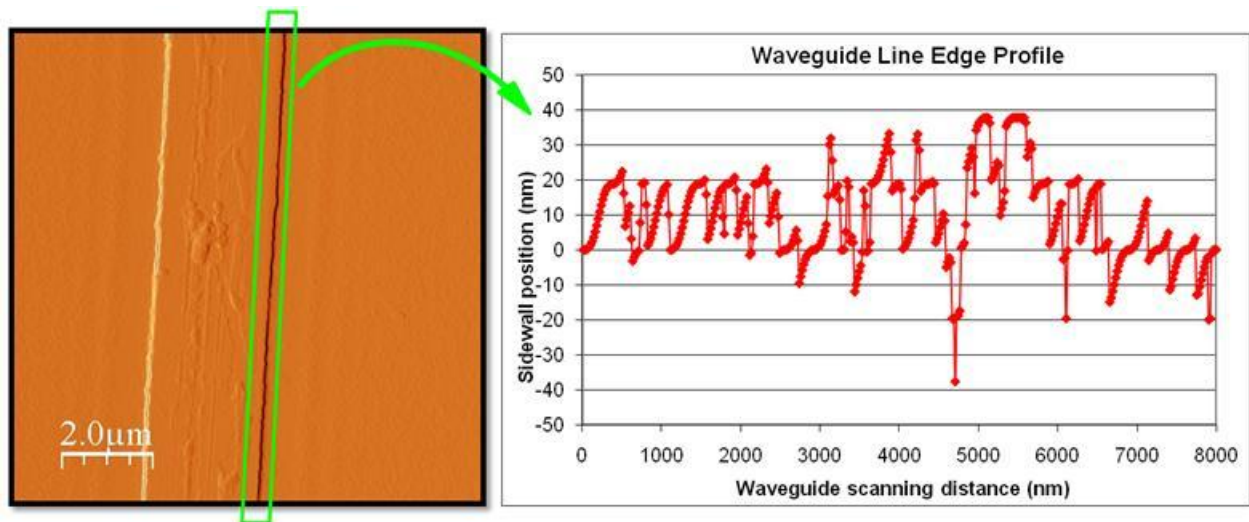


Fig. III - 36 : Cliché AFM (vue 2D) d'un guide et extraction du profil du flanc de gravure le long de l'arête sur une distance de 8 μm.

Ce tracé confirme non seulement la présence des rugosités latérales, mais aussi leur correspondance aux données du fabricant (Photronics) sur la résolution du masque de lithographie.

On relève en effet une rugosité RMS à 28nm avec une période RMS d'environ 200nm (données par le logiciel de traitement AFM Gwyddion), et une période caractéristique de l'ordre de 600nm. A partir de ces valeurs, on peut estimer les pertes induites par ces rugosités à environ -17.5 dB/cm, d'après la méthode décrite en [22]. Celle-ci s'applique pour des guides rubans, mais permet de donner une première estimation 'haute' de l'impact des rugosités sur la propagation dans nos guides en arête.

7.3.3.2. Evaluation expérimentale

La méthode du cut-back [16], consistant en la mesure des pertes sur un guide en réduisant sa longueur (par découpe), appliquée à des guides de hauteur $H=0.3\mu\text{m}$, a fait état de pertes de propagation de 14dB/cm (Fig.III-37). Suite à un nombre limité d'échantillons restants nous n'avons pu l'appliquer à d'autres hauteurs de guides, mais ce résultat nous permet déjà d'avoir une première estimation de l'ordre de grandeur des pertes de propagation.

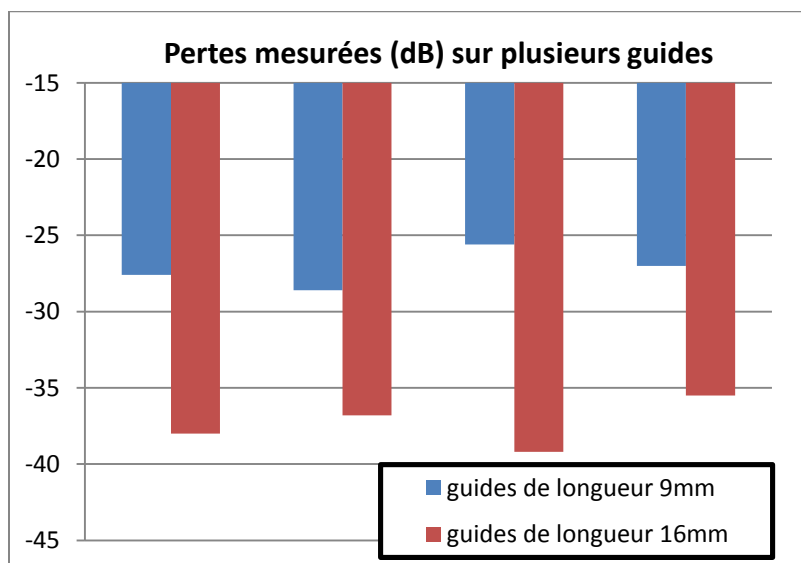


Fig. III - 37 : Cut-back sur une série de guides de $1.5\mu\text{m}$ de large, $H0.3\mu\text{m}$, et de longueur 9 ou 16mm. L'injection est réalisée avec une fibre de $2\mu\text{m}$ de cœur.

Afin de mieux comprendre la répartition des pertes et confirmer les ordres de grandeur des différentes pertes déterminés plus haut, nous pouvons réaliser une étude comparative d'une série de 4 guides taperisés (hauteur d'arête $0.2\mu\text{m}$, largeur $1.7\mu\text{m}$, taper de largeur $2\mu\text{m}$). Notons que ces guides ont été recouverts d'une couche de silice de $2\mu\text{m}$.

Des clichés d'intensité ont été pris de ces guides, les flux en ont été extraits ainsi que les cartes des champs.

- Les flux ont été utilisés pour calculer les ratios flux entrant/sortant (code visible en Annexe A4).
- Les cartes de champs ont été utilisées pour calculer les couplages 'réels' avec des champs gaussiens de diamètres $10\mu\text{m}$ ou $2\mu\text{m}$ (largeurs à mi hauteur) modélisant les fibres. Pour comparaison, les couplages théoriques, calculés à partir des modélisations de cartes de champs du guide et des fibres, sont affichés.

Les valeurs, indiquées en dB, sont rassemblées dans le tableau suivant :

Guide considéré	Ratio flux / fibre $10\mu\text{m}$	Ratio flux / fibre $2\mu\text{m}$	Couplage réel $10\mu\text{m}$	Couplage réel $2\mu\text{m}$	Couplage théo. $10\mu\text{m}$	Couplage théo. $2\mu\text{m}$
1,7 μm taper B a	-34,9	-29,5	-18,2	-4,9	-16,7	-4,2
1,7 μm taper B b	-36,8	-31	-18,0	-4,8		
1,7 μm taper H a	-34,4	-24	-18,1	-4,9		
1,7 μm taper H b	-35,4	-27,9	-18,4	-5,1		

Tabl. III - 10 : Mesure du taux de puissance en sortie dans une série de guides de dimensions nominales identiques (longueur 11mm, largeur d'arête 1,7 μ m, hauteur d'arête 0,2 μ m), comparée aux valeurs de couplage en entrée.

On constate que le choix d'une fibre de 2 μ m ou 10 μ m de cœur influe nettement sur la quantité de signal récupérée (+5 à +10dB pour le ratio de flux), mais ne résout pas le problème des pertes.

La différence entre le taux de couplage (-5/-18dB pour fibres 2 μ m/10 μ m) et le ratio entrée/sortie peut être comblée en considérant les autres pertes subies par le signal :

- rugosités (environ -15dB pour ces guides longs de 11mm)
- diffraction en entrée/sortie (-2dB)
- réflexion Fresnel (matériaux et angle) en entrée (-1dB)

Le tout donne un total théorique de -24dB pour une fibre de 2 μ m et -37dB pour une fibre de 10 μ m. Or en pratique, on a en moyenne -29/-35dB. Cette différence peut provenir d'une sensibilité plus grande au désalignement de la fibre de 2 μ m. De plus, il est possible que celle-ci soit aussi plus sensible à la diffraction en entrée que le faisceau à 10 μ m, du fait d'une concentration plus grande du flux : il y a donc une proportion plus grande qui est diffractée.

De façon plus générale, en prenant en compte l'ensemble des résultats sur tous les guides, les ratios flux sortant/entrant donnent des moyennes de l'ordre de -29dB pour une fibre de 2 μ m, et -35dB pour une fibre de 10 μ m. On relève par ailleurs que les meilleurs ratios atteints étaient de -14dB, avec une fibre de 2 μ m de cœur (taper 2 μ m, largeur 1.3 μ m, hauteur 0.3 μ m, longueur 8mm).

7.4. Conclusions

7.4.1. Répartition des pertes

Voici les principales conclusions suite aux mesures :

- On constate qu'en général, les pertes les moins importantes (<20dB) se situent pour les guides taperisés, à des largeurs d'arête de 1.3-1.5 μ m.
- Les guides courbes ont démontré leurs capacités de guidage, et induisent des pertes par rayonnement de l'ordre de 1 à 5dB.
- Le cut-back donne 14dB/cm de pertes de propagation pour une hauteur d'arête à 0.3 μ m, proche du 17dB/cm donné par les calculs théoriques pour des guides rectangulaires.
- Il faut compter environ 15dB de pertes dues au recouvrement des champs.
- Le clivage s'est avéré absolument critique pour le couplage avec une fibre, et c'est la principale difficulté à surmonter en pratique pour l'injection.

En conclusion, la solution du guide en arête SiN simple (sous air), quoique non optimale, semble fonctionnelle. L'ajout d'une couche de silice ne semble pas indispensable, même si cela améliore probablement la conservation de l'échantillon (poussières, rayures...).

Les pertes intrinsèques sont importantes, notamment du fait de la faible taille des guides et de leur rugosité latérale. On peut schématiser l'ensemble des pertes dans ce diagramme :

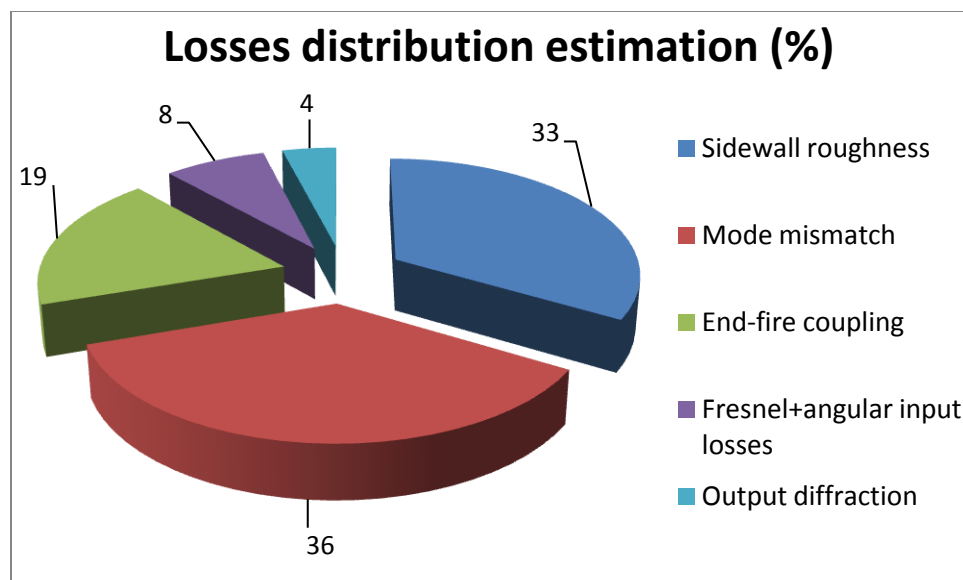


Fig. III - 38 : Schéma récapitulatif de la répartition des pertes dans les guides, sur 1cm.

7.4.2. Solutions possibles pour diminuer les pertes

Outre l'attention qu'il faut porter à l'étape de clivage et au conditionnement des puces, on peut imaginer d'autres moyens d'atténuer les pertes dans les guides.

Masque de meilleure qualité

Afin de diminuer les rugosités, on peut opter pour un masque de plus grande qualité avec une meilleure résolution, choix qui fut effectué lors de la commande des masques finaux pour le SWIFTS.

Cladding de Silice

Une autre solution a été étudiée, faisant appel au cladding de silice décrit plus tôt dans le travail de simulation. A défaut d'améliorer le SiN, on peut tenter de limiter les pertes à l'aide d'une couche d'adaptation d'indice entre l'air et le SiN. Un tel empilement a par ailleurs été utilisé dans des travaux d'autres laboratoires [5]. Dans notre salle blanche, nous disposons d'un dépôt de Silice, qui par son indice intermédiaire ($n = 1.46$) peut jouer ce rôle de couche adaptative.

Comme nous avons pu le constater dans les simulations menées au préalable, l'ajout d'une telle couche entrainera un déconfinement du champ guidé, avec pour conséquence une intensité moins importante au niveau de l'interface SiN-substrat où seront situés les SSPD. Toutefois, le but n'étant pas de capter le plus de photons possible, cette conséquence n'est pas critique.

Le dépôt de Silice est réalisé par PECVD (bâti Plassys de dépôt d'oxydes à la PTA), dont les paramètres restent à optimiser. Lors du dépôt nous avons rencontré des problèmes importants liés à des dysfonctionnements de la machine, dont le plasma était instable et s'interrompait de temps à autre. Cela a finalement abouti à un dépôt de faible qualité avec un caractère très granuleux comme nous pouvons le constater dans le cliché MEB suivant :

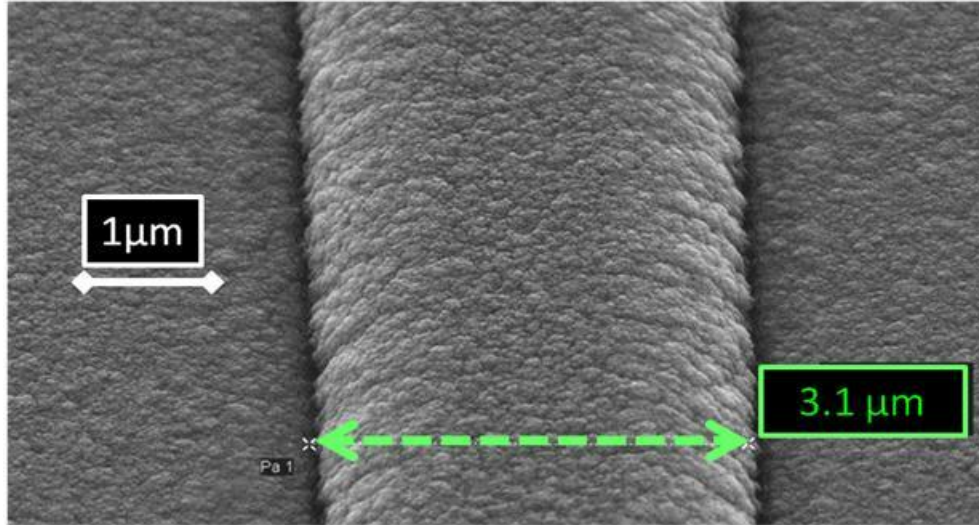


Fig. III - 39 : Guide en arête SiN sous un cladding de Silice. On constate que ce dernier est très rugueux.

Compte tenu de la faible qualité du dépôt, il nous a semblé peu indiqué de poursuivre dans cette voie. Cette solution reste toutefois intéressante pour d'éventuels essais ultérieurs avec un dépôt plus fiable.

Quelques guides ont néanmoins été testés dans cette configuration, et ont montré des propriétés optiques comparables aux guides sans SiO₂.

Recuit du SiN

Il a également été envisagé de post-traiter le SiN par recuit pour l'homogénéiser. Toutefois les températures à atteindre pour cela sont typiquement de l'ordre de 600°C, ce qui serait trop susceptible de nuire au NbN sous-jacent.

7.4.3. Biréfringence intrinsèque du guide

Mentionnons que dans la détermination des dimensions de l'arête de l'interféromètre nous n'avons pris en compte que le critère de monomodicité. Il aurait été possible d'intégrer un critère d'indépendance à la polarisation, ce qui aurait nécessité un traitement supplémentaire de la biréfringence induite par la géométrie du guide [23]. Celle-ci a pour effet de donner des chemins optiques légèrement différents pour les modes TE et TM. Typiquement, nos guides présentent des indices effectifs de l'ordre de $N_{\text{eff}}(\text{TE0})=1.87$ et $N_{\text{eff}}(\text{TM0})=1.85$.

La différence de période des ondes stationnaires TE et TM formées s'écrit :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0}{2} \cdot \left| \frac{1}{N_{\text{eff}}(\text{TE0})} - \frac{1}{N_{\text{eff}}(\text{TM0})} \right|$$

On trouve une valeur de 4.5nm, ce qui n'est pas complètement négligeable compte tenu des dimensions du dispositif.

Dans notre configuration, nous prévoyons 24 nanofils couvrant une distance totale d'analyse de 3.84μm (de part et d'autre de la frange centrale), soit une capacité d'échantillonnage sur environ 9 périodes de l'onde stationnaire. En considérant la frange centrale située au milieu du faisceau de détecteurs, on trouve alors une différence de marche maximale (vue par le détecteur le plus éloigné) de $(9 \times 4.5)/2 = 20\text{nm}$, induite par la biréfringence du guide entre

les polarisations TE et TM, ce qui reste faible comparé à la période de l'onde (de l'ordre de 410-420nm).

Ceci montre que la biréfringence intrinsèque ne sera pas assez importante pour brouiller les franges dans notre cas, compte tenu de la faible distance d'analyse. Il faudra toutefois en prendre compte si celle-ci est accrue à l'avenir. Néanmoins, nous verrons dans le chapitre suivant (chapitre 4 – paragraphe 4.2.2.3.3) que la polarisation influe également sur les propriétés de détection des nanofils supraconducteurs, de sorte à pouvoir contrebalancer dans une certaine mesure cet effet.

Le critère d'indépendance à la polarisation peut donc s'avérer utile pour des prototypes analysant les franges sur une plus grande distance. De plus, elle peut se révéler nécessaire en vue d'une éventuelle opération avec d'autres systèmes d'optique intégrée (notamment avec des réseaux), et devra donc faire l'objet d'une étude plus approfondie le cas échéant.

8. Dessin de l'interféromètre pour le dispositif SWIFTS

Le travail réalisé dans ce chapitre a permis la conception d'un interféromètre bouclé à l'aide d'un guide en arête SiN monomode. Il a nécessité un effort important de simulations, de fabrication et de mesure sur les guides, développés spécialement pour l'occasion : un masque spécifique de lithographie optique Deep-UV a été dessiné, une nouvelle filière de fabrication mise en place, ainsi qu'une méthode de découpe n'existant pas précédemment. Pour le traitement des mesures, l'écriture de scripts Matlab répondant aux spécificités du problème ont permis d'aboutir à une méthode originale d'analyse des résultats obtenus.

A la lumière de ces derniers, nous pouvons effectuer quelques choix concernant le dessin de l'interféromètre intégré du SWIFTS :

- **Hauteurs d'arête** : elles doivent rester faibles pour ne pas trop pénaliser le couplage. Le champ sera moins confiné mais l'argument du couplage prime. Il est choisi à $0.3\mu\text{m}$, qui correspond à la hauteur des guides ayant été mesurés avec le moins de pertes.
- **Largeurs d'arête** : il est difficile de conclure sur les largeurs à choisir. Les meilleurs ratios sont mesurés pour des guides taperisés de $1.3\mu\text{m}$ - $1.5\mu\text{m}$ en largeur (hauteur $0.3\mu\text{m}$). On peut se laisser plusieurs possibilités à ce niveau : $1.3\mu\text{m}$ / $1.6\mu\text{m}$ / $2\mu\text{m}$ semblent des largeurs adéquates.
- **Courbures** : les guides courbes se sont avérés fonctionnels, avec une plus grande régularité pour un rayon de courbure à $300\mu\text{m}$. On gardera donc cette dimension de préférence.
- **Tapers** : l'ajout d'un taper de couplage a clairement démontré son utilité. Nous opterons donc pour des guides taperisés, avec plusieurs largeurs de taper : $2\mu\text{m}$ (quasi-monomode), $10\mu\text{m}$ (\sim taille cœur fibre).
- **Conditionnement** : les manipulations ont montré l'impact crucial de l'état des flancs sur le couplage. Il faudra donc réaliser un clivage propre et réfléchir à un conditionnement adéquat des puces pour préserver leur qualité.

Nous pouvons récapituler ces choix dans le schéma suivant :

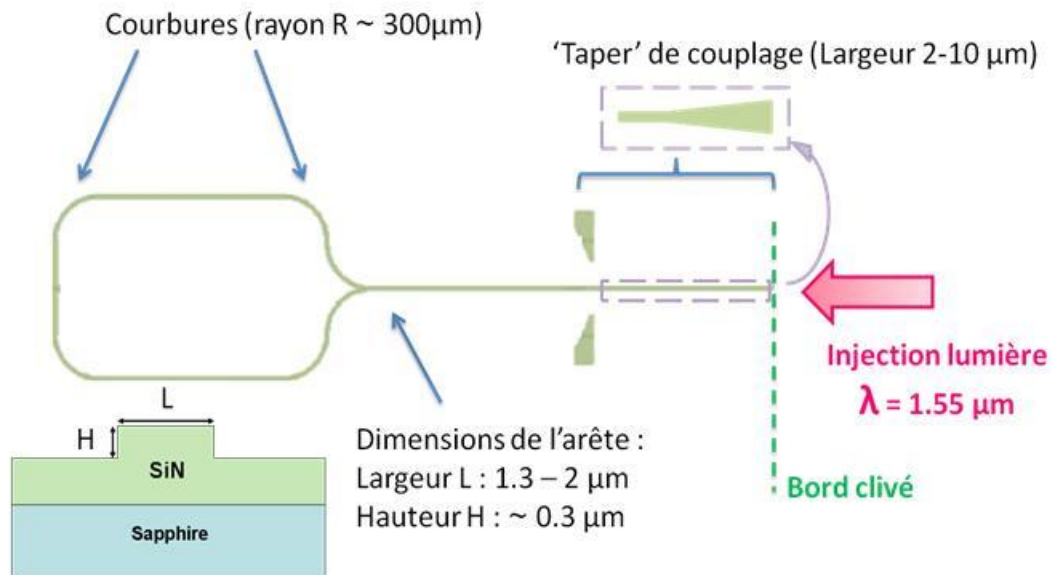


Fig. III - 40 : Récapitulatif des dimensions choisies pour l'interféromètre intégré du SWIFTS-SNSPD.

Malgré toutes ces précautions, il faut s'attendre à des pertes correspondant à une atténuation de l'ordre de -25dB. En améliorant la qualité du procédé (propreté, clivage, meilleure résolution du masque), on peut éventuellement réduire ce chiffre, mais on ne pourra pas s'affranchir des pertes de couplage inhérentes aux dimensions des guides.

Néanmoins, l'objectif final étant la démonstration du principe SWIFTS, c'est la production des franges qui prime sur la performance intrinsèque du guide d'ondes.

Références

- [1] S. Valette, "Optique intégrée," *Systèmes optiques*, 1992, pp. 441-462.
- [2] E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léronnel, G. Leblond, P. Kern, J.-marc Fédéli, and P. Royer, "Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry," *Nature Photonics*, vol. 1, Aug. 2007, pp. 473-478.
- [3] X. Hu, T. Zhong, J.E. White, E.A. Dauler, F. Najafi, C.H. Herder, F.N.C. Wong, and K.K. Berggren, "Fiber-coupled nanowire photon counter at 1550 nm with 24% system detection efficiency.," *Optics letters*, vol. 34, Dec. 2009, pp. 3607-9.
- [4] X. Hu, E.A. Dauler, R.J. Molnar, and K.K. Berggren, "Superconducting nanowire single-photon detectors integrated with optical nano-antennae.," *Optics express*, vol. 19, Jan. 2011, pp. 17-31.
- [5] X. Hu, D. Masciarelli, E.A. Dauler, and K.K. Berggren, "Efficiently Coupling Light to Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, pp. 336-340.
- [6] J.-C. Villégier, N. Hadacek, S. Monso, B. Delaet, A. Roussy, P. Febvre, G. Lamura, and J.-Y. Laval, "NbN multilayer technology on R-plane sapphire," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, Mar. 2001, pp. 68-71.
- [7] F. Marsili, "PhD. Thesis - Single Photon and Photon Number Resolving detectors based on superconducting nanowires," 2010.
- [8] R. Espiau de Lamaestre, L. Maingault, L. Frey, C. Constancias, P. Cavalier, J.-C. Villégier, P. Odier, and J.P. Poizat, "Superconducting single photon detectors for ultrasensitive visible and IR detection," *Proceedings of SPIE*, vol. 33, 2009, p. 72490Q-72490Q-12.
- [9] T.K. Lim and H. Melchior, "Effective index method for generalised waveguide dispersion characteristics analysis of optical channel waveguides," *Electronics Letters*, vol. 27, 1991, p. 917.
- [10] M. Lohmeyer, "Vectorial wave-matching mode analysis of integrated optical waveguides," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 30, 1998, pp. 385-396.
- [11] "<http://wwwhome.math.utwente.nl/~hammer/>."
- [12] O. Solgaard, *Photonic Microsystems*, 2009.
- [13] D. Bucci, B. Martin, and A. Morand, *Study of propagation modes of bent waveguides and micro-ring resonators by means of the aperiodic Fourier modal method*, 2010.
- [14] P.K. Tien, "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films," *Applied Physics Letters*, vol. 14, 1969, p. 291.

- [15] "<http://www.metricon.com/basic.html>."
- [16] "<http://www.its.bldrdoc.gov/fs-1037/fs-1037c.htm>."
- [17] I. Duport, "Study of linear tapered waveguides made by ion exchange in glass," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 913, 1992.
- [18] R.E. Smith, C.T. Sullivan, G. a Vawter, G.R. Hadley, J.R. Wendt, M.B. Snipes, and J.F. Klem, "Reduced coupling loss using a tapered-rib adiabatic-following fiber coupler," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, 1996, pp. 1052-1054.
- [19] H.-M. Lee, M.-C. Oh, H. Park, W.-Y. Hwang, and J.-J. Kim, "End-face scattering loss in integrated-optical waveguides," *Applied Optics*, vol. 36, Dec. 1997, p. 9021.
- [20] F. Ladouceur, "Effect of side wall roughness in buried channel waveguides," *IEEE Proceedings - Optoelectronics*, vol. 141, 1994, p. 242.
- [21] F. Ladouceur, "Roughness, inhomogeneity, and integrated optics," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, Jun. 1997, pp. 1020-1025.
- [22] F.P. Payne and J.P.R. Lacey, "A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, Oct. 1994, pp. 977-986.
- [23] L. Vivien, S. Laval, B. Dumont, S. Lardenois, A. Koster, and E. Cassan, "Polarization-independent single-mode rib waveguides on silicon-on-insulator for telecommunication wavelengths," *Optics Communications*, vol. 210, Sep. 2002, pp. 43-49.
- [24] "<http://www.cee.vt.edu/ewr/environmental/teach/smprimer/icp/icp.html>."

Chapitre IV – Nanofils Supraconducteurs Détecteurs de Photon Unique

1. Problématique : relever le profil en intensité de l'onde stationnaire.....	90
2. Le choix du SNSPD pour le SWIFTS	90
2.1. Les arguments majeurs.....	90
2.2. Inconvénients.....	90
2.3. Avantages.....	91
3. Généralités sur les SNSPD	91
3.1. Qualités des SNSPD.....	91
3.1.1. Coups sombres et bruit	92
3.1.2. Vitesse d'opération	92
3.1.3. Temps de gigue – « Jitter ».....	92
3.1.4. Efficacité quantique (QE).....	92
3.2. Etat de l'art et comparaison avec d'autres détecteurs	93
3.3. Applications actuelles des SNSPD	95
4. Mécanismes des SNSPD	95
4.1. Rappels de supraconductivité.....	95
4.1.1. Bref historique.....	95
4.1.2. Phénomènes de base de la supraconductivité	96
4.1.2.1. Perte de résistivité – conductivité parfaite	96
4.1.2.2. Effet Meissner – diamagnétisme parfait	96
4.1.2.3. Champ critique et types de supraconducteurs	97
4.1.2.4. Supraconducteurs à haute température critique (SHTC)	98
4.1.2.5. Quelques applications des supraconducteurs.....	98
4.1.2.5.1. <i>Un aperçu d'applications émergentes</i>	98
4.1.3. Eléments théoriques	99
4.1.3.1. Théorie de London-Pippard.....	99
4.1.3.2. Théorie BCS	100
4.1.3.3. Théorie de Ginzburg-Landau	102
4.2. Principes de fonctionnement des SNSPD	102
4.2.1. Description générale	102
4.2.2. Bases théoriques – Mécanismes généraux	103
4.2.2.1. Fonctionnement de base.....	103

4.2.2.1.1.	<i>Mécanismes photosensibles dans un supraconducteur</i>	103
4.2.2.1.2.	<i>Modèle du hotspot</i>	105
4.2.2.2.	Quelques effets physiques et subtilités de fonctionnement	108
4.2.2.2.1.	<i>Coups d'obscurité</i>	108
4.2.2.2.2.	<i>Effets thermo-électriques</i>	108
4.2.2.2.2.1.	<i>Rétablissement du détecteur et phénomène de blocage</i>	108
4.2.2.2.2.2.	<i>Crosstalk</i>	110
4.2.2.2.3.	<i>Effets optiques</i>	110
4.2.2.2.3.1.	<i>Propriétés spectroscopiques intrinsèques</i>	110
4.2.2.2.3.2.	<i>Détection multi-photon</i>	111
4.2.2.2.3.3.	<i>Effets de polarisation</i>	112
4.2.2.2.4.	<i>Dépendance $QE(T)$</i>	113
5.	Réalisation et Caractérisation	113
5.1.	Matériaux utilisés	113
5.1.1.	Choix du supraconducteur	113
5.1.2.	Choix du substrat	114
5.1.3.	Supraconductivité des couches minces	115
5.2.	Procédé de fabrication	116
5.3.	Caractérisations des couches et des méandres NbN	117
5.3.1.	Caractérisations physiques	117
5.3.1.1.	Mesures de résistivité et de température critique	117
5.3.1.2.	Mesures d'épaisseurs par réflectométrie X	118
5.3.2.	Caractérisations électriques des méandres	119
5.3.2.1.	Banc de caractérisation statique I-V	119
5.3.2.1.1.	<i>Grandeurs mesurées et enjeux</i>	119
5.3.2.1.2.	<i>Instrumentation et mise en œuvre</i>	120
5.3.2.1.3.	<i>Tracés I-V</i>	120
5.3.2.2.	Banc de caractérisation micro-ondes	122
5.3.2.2.1.	<i>Grandeurs mesurées et enjeux</i>	122
5.3.2.2.2.	<i>Instrumentation et mise en œuvre</i>	123
5.3.2.2.3.	<i>Conclusions</i>	126
5.3.3.	Caractérisations électro-optiques des détecteurs	127
5.3.3.1.	Grandeurs mesurées et enjeux	127
5.3.3.1.1.	<i>Instrumentation et mise en œuvre</i>	127
5.3.3.1.2.	<i>Tracés des caractéristiques de comptage</i>	129
6.	Intégration dans le SWIFTS	130
6.1.	Capacités visées	130

6.2.	Choix des dimensions	130
6.3.	Conditions d'opération	130
	Références	131

1. Problématique : relever le profil en intensité de l'onde stationnaire

Comme nous avons pu le comprendre dans la description du dispositif SWIFTS dans le chapitre II, l'innovation majeure qui motive notre travail consiste en le relevé direct des franges d'interférences.

Les franges, constituées par une variation d'intensité d'une période spatiale de l'ordre de 400nm, doivent pouvoir être lues par des détecteurs selon une période d'échantillonnage inférieure à 200nm pour ne perdre aucune information, d'après le critère de Shannon. De telles dimensions ne sont pas atteignables par les photodétecteurs commerciaux communément utilisés (CCD... ex. appareil photo bridge 35Mpix/cm² → dimension 1.6µm par pixel), ce qui oblige à rechercher d'autres détecteurs pour parvenir à ces fins.

Après avoir rappelé les raisons pour lesquelles le choix s'est porté sur les détecteurs supraconducteurs de photons uniques à nanofils (SNSPD – *Superconducting Nanowire Single Photon Detector*) [1], nous expliquerons les bases de leur fonctionnement et de leur fabrication afin d'élaborer une stratégie d'intégration dans le dispositif SWIFTS.

2. Le choix du SNSPD pour le SWIFTS

2.1. Les arguments majeurs

Dans les années précédant cette thèse, les recherches sur le SWIFTS ont été réalisées avec un relevé indirect des franges d'interférences. L'idée élémentaire de relever directement celles-ci s'est heurtée à plusieurs obstacles, dont le plus critique était la taille que devait avoir chaque détecteur.

Les SNSPD ont également attiré l'intérêt par d'autres arguments favorables pour SWIFTS, que sont la gamme de travail visible-infrarouge et la très grande sensibilité.

2.2. Inconvénients

Le recours aux détecteurs SNSPD n'est pas sans difficultés : en effet, leur caractère supraconducteur complique leur utilisation puisqu'il faut faire appel à des systèmes cryogéniques pour leur mise en œuvre, en l'occurrence l'Hélium liquide à 4.2K (à pression atmosphérique).

De surcroît, il se trouve que dans l'état de l'art actuel, aucun détecteur SNSPD n'a jamais été réalisé avec de telles exigences en dimensions, et dans le cadre d'un dispositif comprenant une optique intégrée : les détecteurs classiques se présentent sous la forme de méandres de nanofils (larges d'environ 100nm), formant des pixels carrés ($\sim 10 \times 10 \mu\text{m}^2$), éventuellement dans une cavité optique [2], ce qui contraste beaucoup avec les formes, les dimensions et les empilements atteints dans cette thèse.

Enfin, le degré de développement technologique ne permet pas encore l'intégration de matrices de détecteurs, qui nécessiteraient des techniques de multiplexage spécifiques. Des recherches sont actuellement en cours en ce sens dans le monde, notamment avec des systèmes RSFQ (*Rapid Single Flux Quantum*) [3]-[4], préservant des perspectives d'évolution.

2.3. Avantages

Si le choix du SNSPD présente plusieurs défis à relever pour la réalisation, il n'en présente pas moins quelques perspectives d'évolution qui pourront se révéler très intéressantes pour l'avenir.

Si l'aspect cryogénique nécessite une opération spécialisée, il s'inscrit tout à fait dans l'évolution actuelle des détecteurs pour l'astrophysique, tel qu'il a été décrit dans le chapitre 2, et ne constitue donc pas un obstacle en soi. En effet le recours aux systèmes refroidis devient récurrent, particulièrement pour les récents satellites de recherche envoyés tels que Herschel ou Planck pour l'étude du rayonnement cosmologique ou de la naissance des étoiles, car il permet une observation avec un bruit de mesure considérablement réduit, tout en permettant l'accès à une gamme de longueurs d'onde élargie.

Enfin, les propriétés remarquables de détection des SNSPD répondent aux besoins du SWIFTS : une détection sensible au photon unique (jusque dans le proche infrarouge), de très grandes vitesses d'opération (\sim GHz), un excellent NEP ($\sim 10^{-17}$ W/Hz^{1/2}) sont autant d'atouts qui pourront se révéler utiles pour des développements ultérieurs.

On pourrait donc résumer l'intérêt des SNSPD pour la réalisation du SWIFTS à travers les arguments suivants :

- (1) leur taille nanométrique, unique dans le domaine des détecteurs
- (2) leur grande rapidité de lecture, de l'ordre de quelques GHz, permet leur intégration dans des systèmes de lecture à l'état de l'art et d'augmenter la vitesse de mesure
- (3) leur très faible bruit intrinsèque est une qualité extrêmement recherchée dans le domaine de l'astronomie
- (4) leurs propriétés supraconductrices, d'ordinaire contraignantes du fait des besoins en refroidissement, ne constituent pas un obstacle au regard des systèmes refroidis embarqués sur les satellites actuels (pouvant atteindre 0.1°K).
- (5) leur sensibilité au photon unique permet de travailler avec des flux lumineux de très faible puissance, ce qui convient aux besoins de l'observation astronomique
- (6) enfin, les SNSPD sont sensibles en infrarouge proche, voire jusqu'à des longueurs d'ondes de 5 à 10 μ m, ce qui constitue un argument fort pour de l'évolutivité vers l'infrarouge moyen d'un dispositif SWIFTS-SNSPD.

3. Généralités sur les SNSPD

3.1. Qualités des SNSPD

Certaines caractéristiques, que nous allons maintenant décrire, sont particulièrement attendues des SNSPD. Par la suite, nous ne nous focaliserons pas sur ces propriétés et les façons de potentiellement les améliorer, qui font déjà l'objet de travaux intensifs par ailleurs : l'objectif pour nous étant de les mettre en œuvre dans le SWIFTS, il s'agira surtout de savoir maîtriser leur fonctionnement en leur appliquant de très petites dimensions de nanofils (~ 40 nm x 4nm), ainsi que de caractériser leurs propriétés et les interpréter.

3.1.1. Coups sombres et bruit

Les « coups sombres » (*dark counts*), ou « coups d'obscurité », désignent les événements de détection générés par un détecteur en l'absence de lumière. Ces signaux parasites sont donc à minimiser pour ne pas fausser les données récoltées.

Les SNSPD se distinguent tout particulièrement dans ce domaine, avec des taux extrêmement faibles (< 0.01 Hz) observés couramment. L'origine physique de ces coups sombres sera détaillée dans la suite de ce chapitre.

Le taux de coups sombres est directement lié à un autre paramètre important des détecteurs, leur Puissance Equivalent au Bruit (*Noise Equivalent Power* – NEP en anglais). Celle-ci s'avère très bonne pour les SNSPD, de l'ordre de 10^{-17} W.Hz^{-1/2}, ce qui constitue un autre atout.

3.1.2. Vitesse d'opération

Une des qualités du détecteur SNSPD est son extrême rapidité, théoriquement de l'ordre de plusieurs GHz, et en pratique déjà mesurée à des centaines de MHz. Ceci provient d'un temps de « guérison », ou de rétablissement de la supraconductivité, très rapide et inférieur à la nanoseconde, mais qui peut toutefois être limité dans certains cas (taille du détecteur notamment) comme il sera expliqué plus loin.

3.1.3. Temps de gigue – « Jitter »

Le « jitter » désigne les variations temporelles pouvant exister entre l'instant où le photon arrive sur le détecteur et l'apparition du signal de détection. Il constitue un inconvénient important dans des applications où la capacité de synchronisation et de datation du détecteur est essentielle (en cryptographie quantique notamment).

Pour les SNSPD, ce temps est de l'ordre de 18ps [5]-[6], ce qui est significativement plus faible que la plupart des autres détecteurs de photons uniques existants. C'est d'ailleurs une raison pour lesquelles les recherches en cryptographie quantique font appel de manière croissante à l'utilisation des SNSPD.

3.1.4. Efficacité quantique (QE)

L'efficacité quantique (QE) du détecteur est le rapport entre le nombre de photons incidents sur la surface active du détecteur et le nombre de photons détectés (il ne doit pas être confondu avec l'efficacité de détection -DE, prenant en compte la surface totale du détecteur, en général le double de la surface active, en fonction du taux de remplissage). Ce paramètre suscite beaucoup d'intérêt puisqu'il permet d'évaluer le taux de pertes d'information pour les détecteurs.

Pour les SNSPD, cette efficacité varie en fonction des conditions de fonctionnement (longueur d'onde, température, courant de biais...). Ce taux se révèle en général relativement faible par rapport à d'autres types de détecteurs, de l'ordre de quelques %.

- Cela est dû en premier lieu à la faible absorption optique de la couche active supraconductrice, épaisse de quelques nanomètres seulement. En effet, pour une couche d'environ 4nm d'épaisseur, seulement 22% du faisceau incident est absorbé, le restant étant réfléchi (20%) ou transmis (60%) [7]. Ce taux d'absorption constitue donc la limite théorique du maximum de détection.
- La formation d'un point chaud n'aboutit pas obligatoirement à une impulsion de détection.

- Le nanofil détecteur peut avoir des irrégularités (constrictions...) et des défauts (maclages cristallins...) rendant certaines zones plus ou moins 'sensibles', nuisant à la performance globale du détecteur.

Ces éléments mènent à des QE finaux relativement bas, de l'ordre de 1%.

Il existe cependant des solutions pour l'accroître. On peut faire appel à des cavités optiques $\lambda/4$ et des couches anti-reflet, associées à des réflecteurs métalliques, afin de confiner l'énergie lumineuse. Avec ces techniques, des efficacités de 57% voire 70% ont été atteintes par certaines équipes. [8]

On peut aussi chercher à augmenter le DE (*Detection Efficiency* – efficacité de détection) en jouant sur le « facteur de remplissage », rapport entre surface active (recouverte par les nanofils) et surface totale de la puce. L'inconvénient provient de la difficulté technologique de réaliser des nanofils très proches.

3.2. Etat de l'art et comparaison avec d'autres détecteurs

Si l'étude de la lumière depuis des années s'est attachée à la décrire et la contrôler sous la forme d'onde ou de faisceau lumineux dans la plupart des applications, les progrès technologiques permettent aujourd'hui de la traiter sous sa forme la plus élémentaire et irréductible : celle du « grain » de lumière, soit le photon unique.

En effet, il existe désormais des outils et des méthodes pour générer, manipuler ou détecter un seul photon, qui recèlent un potentiel immense d'innovation et de découvertes, et trouve aujourd'hui des applications dans des domaines aussi variés que la cryptographie quantique, l'observation astrophysique, l'analyse biologique, le calcul quantique utilisant les qubits...

Dans la détection de photons uniques on peut distinguer plusieurs types de détecteurs, que l'on peut regrouper en 3 grandes catégories.

Tout d'abord, nous pouvons considérer les détecteurs à amplification, tels les tubes photomultiplicateurs (PMT – *photomultiplier tubes*) ou les galettes de microcanaux (MCP – *microchannel plate*). Ces détecteurs se basent sur l'amplification électronique d'un effet photoélectrique initial (type émission d'électron) résultant de l'absorption d'un photon.

Une deuxième catégorie peut être celle des détecteurs à semiconducteurs, tels les photodiodes à avalanche (SPAD – *single photon avalanche photodiode*), qui sont actuellement les détecteurs de photons uniques les plus répandus avec la technologie la plus mûre.

Il existe également des détecteurs hybrides, combinant par exemple une photodiode à avalanche avec un tube photomultiplicateur.

Enfin, la dernière catégorie regroupe les détecteurs supraconducteurs (« SSPD » - *Superconducting Single Photon Detector*), qui tirent bénéfice de la rupture de la supraconductivité pour la détection. Plusieurs sous-types existent, avec des fonctionnements et des caractéristiques spécifiques : les TES (*Transition Edge Sensor*), les STJ (*Superconducting Tunnel Junction*), et les SNSPD.

Les TES sont des microcalorimètres placés à la transition supraconductrice, où une faible variation de température (due par exemple à l'énergie d'un photon incident) entraîne à une grande variation de résistance du matériau. Une polarisation en tension permet de détecter les variations de résistance, et donc d'en déduire l'énergie du photon absorbé. Les STJ sont des jonctions tunnel supraconductrices, polarisées à faible tension, que l'on illumine : les électrons supplémentaires issus des paires de Cooper brisées forment un courant tunnel de charges que l'on récupère, et qui est directement proportionnel à l'énergie du photon initial. Les SNSPD se présentent sous la forme de nanofils alimentés par un courant sous-critique ; l'arrivée d'un

photon brise la supraconductivité et donne lieu à l'apparition d'une résistance, se traduisant par un pic de tension aux bornes du nanofil.

Depuis les premières publications traitant des SNSPD au début des années 2000, une décennie de travaux a permis de mieux comprendre leur fonctionnement et d'améliorer la maîtrise de leurs performances. Ainsi nous atteignons aujourd'hui des systèmes SNSPD démontrant des efficacités quantiques à hauteur de 70% à 1.55µm, avec des jitter de 18ps et des vitesses d'opération de l'ordre du GHz [9]. La gamme de longueurs d'ondes s'étend de l'UV jusqu'au proche IR, avec des perspectives pour les gammes X et moyen-IR. Autant de raisons qui poussent à croire que les SNSPD ont un avenir certain en recherche, voire même dans l'industrie. Nous allons décrire ci-après quelques unes de leurs applications actuelles, afin de donner un aperçu du potentiel que contiennent ces détecteurs.

Le tableau suivant, extrait de [10] (avec les références incluses), résume les principales caractéristiques des détecteurs mentionnés ci-dessus :

Table 1. A summary of example detector parameters from various single-photon detectors.

Detector	Wavelength (nm)	Noise equivalent power ($\text{W Hz}^{-1/2}$)	Timing jitter (ps)	Single-photon detection efficiency (%)	Dark count rate (Hz)	Area	Gated	Operating temperature
Si-SPAD (thin junction)	550	1.7×10^{-17}	35	52	300	50 μm (dia.)	No	Room temperature
Si-SPAD (thick junction)	850	4.7×10^{-17}	500 (est.)	12	25 (min)	180 μm (dia.)	No	Peltier cooled (253 K min)
InGaAs SPAD	1550	1.5×10^{-15}	500	2.8	40 000	25 μm (dia.)	No	Room temperature
Tungsten transition edge sensor	1550	9.0×10^{-17}	55 (est.)	10.9	2 925	30 μm (dia.)	1.25 GHz	243 K
NbN nanowire	1557	6.5×10^{-19}	90 000	88	10	25 \times 25 μm	No	100×10^{-3} K
Hybrid photodetector	600	8.1×10^{-17}	60	0.7	≤ 10	10 \times 10 μm	No	3 K
Up-conversion assisted hybrid photodetector	1550	5.9×10^{-17}	95 (mean)	25	1000	3 mm (photodiode dia.)	Unknown	Room temperature
Up-conversion	1560	7.8×10^{-16}	<200	4	30 000	50 μm (dia.)	Yes	Room temperature
Quantum dot	550	8.0×10^{-16}	150 000	5	50 000	1 μm^2 active area	No	Room temperature
		2.0×10^{-19}		12.5	2×10^{-3}		Yes	4 K

* Temperature stabilized crystal.

Tabl IV - 1 : Tableau récapitulatif des performances de différentes technologies de détecteurs de photons uniques, d'après G.S.Buller et J.R.Collins [10].

3.3. Applications actuelles des SNSPD

Nous avons vu que les principaux atouts des SNSPD sont le taux maximal de comptage (de l'ordre du GHz), le très faible bruit, le faible jitter et la détection dans le domaine mal résolu des IR.

Les inconvénients sont l'aspect cryogénique, leur très petite taille (mais qui dans notre cas s'avèrera être l'atout décisif) et le stade de développement technologique pas encore mûr avec en particulier des travaux sur le multiplexage du signal à consolider. Relevons que leur refroidissement reste moins contraignant que pour les autres détecteurs supraconducteurs, qui nécessitent l'opération dans l'Hélium dilué et/ou pompé pour atteindre des températures plus basses que celle de l'Hélium liquide.

On peut d'ores et déjà mentionner quelques applications dans lesquelles les SNSPD ont pu se distinguer par rapport à d'autres détecteurs. Ainsi, le domaine industriel a pu les mettre en œuvre dans l'étude de transistors CMOS défectueux qui émettent des photons infrarouges lors de leur commutation [11]-[12]. Dans la recherche, le très faible jitter des SNSPD a été mis à contribution pour étudier les systèmes de cryptographie à clé quantique [13]-[14]-[15], un sujet qui motive de plus en plus d'organismes dans le monde pour son potentiel d'inviolabilité. Des expériences de recherche ont également pu être menées pour caractériser l'intrication quantique de photons [16]-[17]-[18].

De façon plus générale, les qualités des SNSPD en font des candidats prometteurs pour de multiples applications, dont de nombreuses restent encore certainement à imaginer. Le milieu de l'astronomie, entre autres, suit avec intérêt l'évolution de ces détecteurs [19]-[20]-[21].

4. Mécanismes des SNSPD

4.1. Rappels de supraconductivité

4.1.1. Bref historique

La supraconductivité fut découverte en 1911 par le groupe H.K.Onnes (à Leiden en Hollande), alors qu'il étudiait la résistivité électrique du mercure. Ce groupe était à cette époque le seul à avoir su liquéfier le gaz hélium, et s'attachait aux mesures de résistivité électrique de métaux à basse température afin de voir si celle-ci diminuerait avec l'agitation thermique, ou augmenterait avec une localisation possible des électrons, ou encore stagnerait à une valeur limite à cause d'impuretés [22].

Il en fut en réalité autrement : G. Holst, alors étudiant de Onnes, effectua des mesures sur du mercure très pur et constata la disparition subite de la résistivité à environ 4K. Après de multiples vérifications, le phénomène était confirmé, et fut même constaté sur l'étain (à 3.7K) et le plomb (7.2K). La supraconductivité venait d'être mise à jour.

Elle resta alors pendant quelques décennies un phénomène fascinant mais inexpliqué, malgré la description phénoménologique des frères London, jusqu'aux années 1950 où différentes théories plus consistantes (théories BCS, Ginzburg-Landau...) ont permis de comprendre de façon plus satisfaisante le comportement des supraconducteurs classiques.

Depuis, des périodes de recherches intenses dans les années 1960 puis 1980 aboutirent à des matériaux supraconducteurs à haute température critique (jusqu'à 135K pour des alliages de cuprates), au comportement général similaire aux supraconducteurs classiques, mais dont les mécanismes de supraconductivité restent aujourd'hui controversés.

La supraconductivité aujourd'hui, un siècle après sa découverte, est un sujet complexe nécessitant de solides bases en physique pour être abordé, et réserve encore beaucoup de surprises. Nous n'aborderons pas en détail la théorie de la supraconductivité, mais nous en

décrivons les bases nécessaires pour appréhender les mécanismes gouvernant les détecteurs de photons supraconducteurs.

4.1.2. Phénomènes de base de la supraconductivité

Avant d'aborder les bases théoriques décrivant le comportement et les propriétés des supraconducteurs, rappelons les phénomènes particuliers qui ont suscité tant d'intérêt pour ces matériaux.

4.1.2.1. Perte de résistivité – conductivité parfaite

L'absence totale de résistivité en courant continu en dessous d'une température critique T_c fut le premier phénomène découvert et peut être le plus spectaculaire. Elle ouvre de plus beaucoup de perspectives d'avenir, puisque les pertes d'énergie par effet Joule n'existent plus dans ce cas.

Cette température critique dépend des matériaux utilisés ainsi que de leur structure, et la recherche actuelle cherche à élever cette T_c afin d'atteindre, dans l'idéal, la température ambiante.

La perte de résistivité permet entre autres de faire circuler indéfiniment des courants sans pile ou batterie. Ainsi, de tels courants injectés dans des bobines maintenues dans un cryostat permettent de générer des champs magnétiques extrêmement puissants, jusqu'à 20T, ce qui est notamment mis à contribution dans les accélérateurs de particules.

4.1.2.2. Effet Meissner – diamagnétisme parfait

Le comportement magnétique des supraconducteurs s'est avéré à la fois original et particulièrement riche.

La première particularité magnétique des supraconducteurs est leur diamagnétisme parfait, autrement appelé Effet Meissner. En effet, Meissner et Ochsenfeld constatent en 1933 que le matériau refroidi en dessous de T_c expulse tout champ magnétique appliqué, de sorte que le champ magnétique en son sein reste nul. Pour cela, l'échantillon développe des courants de surface de grande densité qui lui confèrent une aimantation égale et opposée à l'excitation magnétique qu'on lui applique, écrantant ainsi le champ à l'intérieur du matériau. Cet effet disparaît au-delà d'un certain champ appliqué (champ critique H_c , lié à la densité de courant critique que peut développer le supraconducteur en surface pour écranter le champ magnétique).

L'exclusion totale du champ magnétique pour $T < T_c$, sans piégeage des flux magnétiques extérieurs (ce qui serait le cas pour un métal parfait), montre que ce phénomène n'est pas dû uniquement à un effet d'induction, mais qu'il témoigne d'une véritable phase thermodynamique supraconductrice. Ce phénomène est à l'origine de la lévitation d'un matériau supraconducteur placé au dessus d'un aimant. (Fig.IV-1)

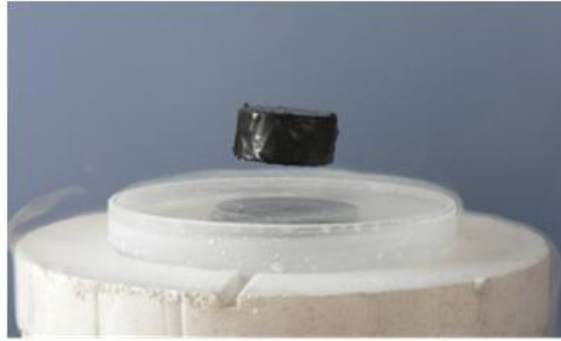


Fig. IV - 1 : Lévitiation d'une capsule contenant un matériau supraconducteur, au dessus d'une nappe d'azote liquide. ©Wikimedia Commons

4.1.2.3. Champ critique et types de supraconducteurs

On constate qu'un supraconducteur retourne à l'état normal lorsque le champ magnétique appliqué est supérieur à une certaine valeur critique H_c . Ce retour à l'état normal peut se faire de 2 façons, qui déterminent 2 classes de supraconducteurs (Fig.IV-2) :

- Type 1 : la transition entre les états NS (Normal/Supraconducteur) est brutale.
- Type 2 : la transition est progressive, et il existe 2 champs critiques H_{c1} et H_{c2} (avec $H_{c2} > H_{c1}$), sous lesquels on est à l'état supraconducteur. Pour des valeurs du champ supérieures à H_{c2} , on retrouve l'état normal. Entre H_{c1} et H_{c2} , la pénétration du flux magnétique est partielle et s'effectue via l'apparition de vortex de flux magnétique dans le matériau (perpendiculaires au champ appliqué extérieur). On se retrouve ainsi avec une phase mixte (dite de Schubnikov) constituée de régions à l'état normal entourées de zones supraconductrices (on reste donc globalement à $R=0$ en DC). Le nombre de vortex augmente lorsque l'on s'approche de H_{c2} , jusqu'à ce que l'échantillon bascule à l'état normal.

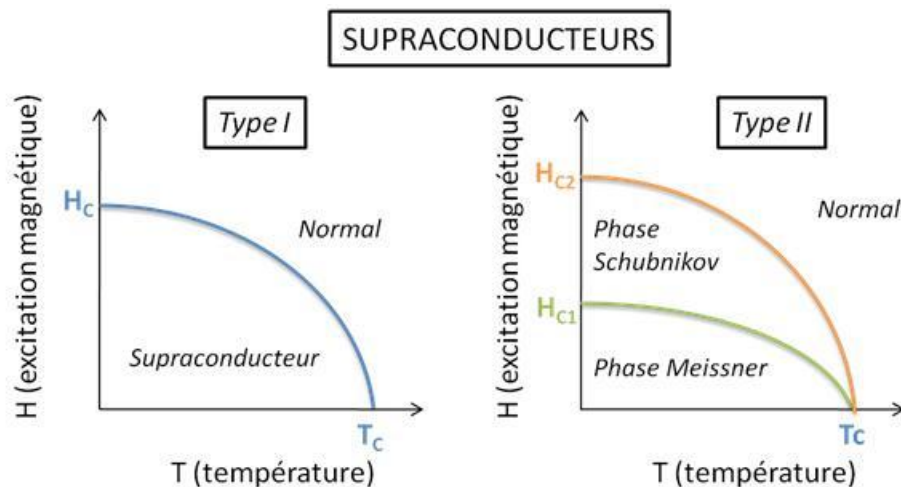


Fig. IV - 2 : Diagrammes de phase de supraconducteurs de types I et II.

Précisons que les vortex des supraconducteurs de type II ne doivent pas être confondus avec l'apparition de zones normales (beaucoup plus grandes) dans ceux de type I. Leur nature est fondamentalement différente : un vortex transporte un quanta de flux magnétique Φ_0 (fluxon $\Phi_0 = \hbar/q = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ T.m}^2$). Son existence est conditionnée par sa stabilité thermodynamique, notamment au niveau de l'énergie de surface NS^a .

Relevons que les propriétés magnétiques du supraconducteur sont déterminantes, puisque la perte de résistivité ne suffit pas à distinguer les deux types de matériaux mentionnés ci-dessus.

4.1.2.4. Supraconducteurs à haute température critique (SHTC)

Les recherches sur les matériaux supraconducteurs ont dans un premier temps concerné les métaux et alliages présentant des T_c inférieures à 23K, jusque dans les années 80. En 1986, J.G.Bednorz et K.A.Müller démontrent que des céramiques à base d'oxydes pouvaient atteindre 34K (cas du BaLaCuO) de température critique. Cette découverte allait être capitale, puisque les recherches poursuivies ensuite dans ces matériaux ont permis l'avènement des supraconducteurs à haute température critique, comme par exemple l'YBaCuO en 1987 avec une T_c de 92K, supérieure à la température d'évaporation de l'azote liquide (77K). Ce repère est important puisque les applications industrielles se voient démultipliées quand on peut refroidir les dispositifs à partir de ce liquide assez répandu et bon marché. On atteint aujourd'hui des T_c de l'ordre de 134K avec le HgBaCaCuO à pression atmosphérique (voire plus sous des pressions plus grandes). Ces matériaux sont toutefois difficiles à produire et la haute température critique reste un sujet de recherches intenses suscitant de grands espoirs : les enjeux énergétiques sont en effet très grands, avec par exemple l'idée d'acheminer des courants électriques importants sans pertes sur de grandes distances.

4.1.2.5. Quelques applications des supraconducteurs

4.1.2.5.1. Un aperçu d'applications émergentes

Les applications scientifiques et commerciales résultent des capacités exceptionnelles des supraconducteurs, permettant d'atteindre des courants extrêmes générant de puissants champs magnétiques, avec des applications directes pour les aimants en IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) ou dans les accélérateurs de particules comme le LHC (*Large Hadron Collider*). L'absence de pertes d'énergie par effet Joule suscite de plus un vif intérêt en électrotechnique, avec l'émergence de câbles électriques supraconducteurs. La sensibilité inégalée aux variations de champ magnétique a également permis d'importants progrès en médecine, grâce à l'avènement des SQUIDS (*Superconducting Quantum Interference Device*) dans l'imagerie cérébrale. Enfin les effets quantiques macroscopiques des porteurs sont un atout de taille, puisqu'elles constituent une brique essentielle pour une nouvelle électronique qui pourrait surclasser ce que l'on connaît aujourd'hui avec le silicium (RSFQ – *Rapid Single Flux Quantum* [23], électronique quantique...).

Au vu de la diversité des champs d'application et des progrès apportés, on peut constater que même si l'industrie du supraconducteur est encore à ses débuts, elle laisse déjà présager des évolutions technologiques et scientifiques de grande ampleur.

^a Celle-ci dépend des longueurs de pénétration λ et de cohérence ξ qui seront définies au paragraphe 4.1.3 sur les théories de la supraconductivité. Ces grandeurs ont des contributions contraires à l'énergie de surface NS , et c'est pourquoi leur rapport sert à déterminer la nature I ou II du supraconducteur. La quantification du flux fait appel à des notions de conservation de phase (modulo 2π) du paramètre d'ordre supraconducteur sur le contour du vortex, que nous ne détaillerons pas ici.

Les contraintes liées à l'utilisation de supraconducteurs sont bien entendu dues aux températures à atteindre pour leur fonctionnement. Les moyens de réfrigération, bien que de plus en plus développés, requièrent de lourds investissements pour leur conception, leur mise en œuvre et leur maintenance, même dans le cas des matériaux à haute T_c qui nécessitent des moyens cryogéniques relativement moins contraignants. Le recours aux matériaux supraconducteurs ne se fait donc généralement que dans les cas où leurs propriétés physiques apportent un progrès décisif et indiscutable à long terme, qu'il soit scientifique, technique et/ou financier.

4.1.3. Éléments théoriques

L'étude des supraconducteurs est vaste et complexe, et nécessite le recours à de nombreux outils de la physique : électromagnétisme, thermodynamique, physique du solide et physique quantique (avec tous leurs raffinements et subtilités) constituent les principaux axes pour aborder ces matériaux pas comme les autres. Il existe à ce jour plusieurs théories, dont nous rappellerons les 3 principales :

- la théorie de London, historiquement la première théorie phénoménologique de la supraconductivité
- la théorie BCS, qui a eu une importance majeure par la description microscopique qu'elle donne du phénomène
- la théorie de Ginzburg-Landau, qui tout en restant phénoménologique, a permis une description en profondeur de la supraconductivité.

Le lecteur désirant approfondir les différentes thématiques trouvera des informations précieuses dans le cours de Philippe Mangin [22] et dans le manuel-référence de Michael Tinkham [24].

4.1.3.1. Théorie de London-Pippard

Historiquement, la première théorie développée est celle des frères London en 1935 [25], à une époque où la supraconductivité relevait encore du domaine des curiosités physiques inexplicables. C'est une théorie phénoménologique, dans le sens où elle élabore des équations pour rendre compte des phénomènes constatés, sans pour autant donner de modèle des mécanismes microscopiques en jeu.

La théorie de London fait l'hypothèse de l'existence de charges supraconductrices libres, dont la densité N_s devient nulle à T_c . Elle établit un système d'équations électromagnétiques locales, inspirées des équations de Maxwell, pour décrire le comportement électrique et magnétique constaté dans la supraconductivité : les équations d'accélération et d'induction sont réécrites pour faire état d'un mouvement des charges sans frottement et de l'exclusion des champs magnétiques.

Ces équations permettent d'extraire des premières données qui se révéleront importantes les années suivantes : une longueur de pénétration du champ λ se dégage, ainsi que des équations régissant des densités de courants critiques J_c ou de champs magnétiques critiques H_c , tout en permettant de relever des lois de variation des paramètres supraconducteurs fonction de $1-(T/T_c)^4$. Cette variation, qualitativement juste, préfigure l'existence d'un gap supraconducteur, qui ne sera établie que des décennies plus tard. Globalement, les valeurs critiques des différents paramètres ne diffèrent que d'un facteur numérique par rapport aux valeurs définies par les théories suivantes.

Cette description sommaire allait toutefois se heurter rapidement à ses limites : les valeurs de λ sont trop faibles par rapport aux relevés expérimentaux. Ce même λ diverge à T_c , ce qui signifie que la description ne s'applique pas à l'approche de la transition. Enfin, l'équation

d'accélération n'est valable qu'en régime transitoire, pour ne pas avoir d'électrons infiniment accélérés.

Les frères London avaient néanmoins eu le mérite d'apporter une première description qui reste valable aujourd'hui pour un traitement simple de la supraconductivité avec les approximations adéquates. Le modèle des 2 fluides de Gorter-Casimir [26] s'appuie sur ces bases, avec la superposition « d'électrons supraconducteurs » et normaux.

Un raffinement a par la suite été apporté à cette théorie, il s'agit des équations non locales de Pippard [27] (1953). Ce dernier, s'inspirant de la généralisation de la loi d'Ohm par Chambers, a procédé à la réécriture des équations locales de London en équations non-locales. Il introduit le concept de « cohérence » dans la supraconductivité, en considérant que les « électrons actifs » dans le phénomène se situent à $k_B T_C$ au voisinage du niveau de Fermi. Leur impulsion valant alors $k_B T_C / v_F$, le principe d'incertitude d'Heisenberg permet de définir une longueur de cohérence ξ sur laquelle les électrons sont « liés ».

Cette réécriture corrigée des équations de London permet de trouver des valeurs de λ bien plus proches de la réalité, et pour cause : elle prend en compte une interdépendance entre les « électrons supraconducteurs », qui n'est pas sans rappeler le phénomène d'appariement décrit par la théorie BCS, en donnant même une distance d'interdépendance.

On avait ainsi une description locale, valable pour les supraconducteurs en limite sale (faible libre parcours moyen L) ou SHTC (faible longueur de cohérence ξ), étendue par une description non-locale pour les supraconducteurs « purs ».

4.1.3.2. Théorie BCS

La théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS [28] - 1957) se démarque par l'explication microscopique qu'elle donne du phénomène de supraconductivité : l'état supraconducteur est caractérisé par un appariement des électrons en 'Paires de Cooper', par l'intermédiaire des phonons.

Pour en arriver là, BCS ont fait appel aux outils de physique du solide et de mécanique quantique. Ils montrent que la mer de Fermi des électrons est instable au regard de la formation d'au moins 1 paire d'électrons liés. Or en prenant en compte les mouvements oscillatoires des ions au passage d'un électron, ils établissent l'existence d'une force attractive entre électrons, donnant naissance à un état lié d'énergie inférieure au niveau de Fermi, rempli par des électrons dont $k > k_F$.

Cette attraction peut être imagée de la façon suivante : le passage d'un électron au voisinage d'un ion entraîne une légère oscillation de ce dernier. Ce déplacement induit un déséquilibre local de charge, qui va être positif un court instant. C'est cette charge positive qui va attirer un autre électron (de moment et spin opposés), tel un phénomène d'aspiration derrière l'électron initial. Le moment et le spin de la paire résultante sont nuls au repos.

Ainsi, ils montrent que les électrons peuvent s'apparier en paires via les phonons (ondes d'oscillations du réseau cristallin), malgré la répulsion Coulombienne.

Cet appariement n'est pas anodin, car les paires d'électrons génèrent un état quantique de nature différente : nous traitons maintenant de bosons (spin entier) et non plus de fermions (spin demi-entier). Ceci implique que la transition supraconductrice est analogue (sans être identique) à une condensation de Bose-Einstein, avec la propriété de former un condensat à 1 seul et unique état : toutes les paires de Cooper sont indiscernables et cohérentes entre elles. Ce phénomène de cohérence quantique peut être observé par ailleurs dans le cas du laser ou de la suprafluidité.

Rappelons néanmoins que les paires sont en réalité des « quasi »-bosons, dans le sens où elles ne peuvent pas être excitées, contrairement aux « vrais » bosons. Par contre, on peut les dissocier en 2 électrons individuels (en leur apportant une énergie de 2Δ).

Ce nouvel « état de paires » se distingue des électrons du niveau de Fermi par l'ouverture d'un gap Δ caractéristique du phénomène : d'une interaction attractive entre électrons répartis sur les niveaux énergétiques d'après le principe de Pauli, un état de condensat se forme à une énergie Δ sous le niveau de Fermi. (Fig.IV-3)

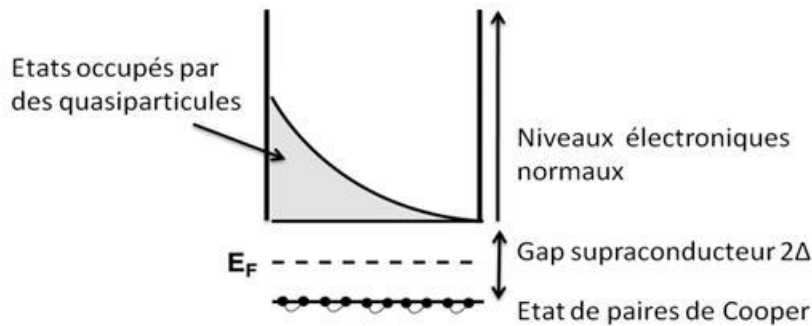


Fig. IV - 3 : Schéma des états électroniques dans un supraconducteur. Un gap s'ouvre entre les niveaux électroniques normaux et un niveau de condensat de paires. A température non nulle, on a une distribution de quasiparticules thermiques non nulle.

Ce gap est un élément essentiel de la description de la supraconductivité aujourd'hui, et apparaît dans tous les paramètres caractéristiques des supraconducteurs (T_c , H_c ...). Il permet aussi de définir des grandeurs caractéristiques d'interaction entre électrons, dont la longueur de cohérence ξ .

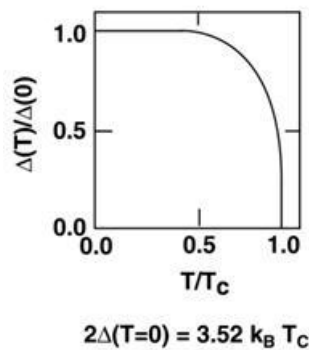


Fig. IV - 4 : Evolution du gap en température.

Plus généralement, la description BCS montre qu'il suffit d'une interaction attractive pour donner naissance à un état lié. C'est pourquoi l'on peut imaginer des appariements via d'autres bosons intermédiaires que les phonons, ce qui est suspecté pour les supraconducteurs HTC, exotiques ou à fermions lourds pour lesquels la théorie BCS s'avère insuffisante. De plus, l'appariement des électrons $+k/-k$ pourrait se réaliser dans des directions privilégiées de l'espace réciproque, en adoptant des symétries p ou d, au lieu du modèle BCS conventionnel d'appariement à symétrie s-isotrope. Ceci rend compte en effet de la structure cristalline fortement anisotrope des supraconducteurs HTC par exemple.

4.1.3.3. Théorie de Ginzburg-Landau

La théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau (GL - [29]), présentée en 1950 en version russe et 1955 en version anglaise (donc avant BCS), est à la fois très puissante et complexe. Elle se distingue par sa capacité à traiter macroscopiquement la supraconductivité comme une onde représentant un fluide de nature quantique, et par des prédictions remarquablement justes malgré l'absence de description microscopique du phénomène.

S'inspirant de la théorie de Landau sur les transitions de phase, elle introduit un paramètre d'ordre thermodynamique caractérisant l'état supraconducteur. Le concept du paramètre d'ordre décrit une grandeur caractéristique d'une phase d'un matériau, qui devient nulle à la transition de phase. Ginzburg et Landau appliquent cette idée à la supraconductivité et introduisent pour cela une fonction d'onde Ψ , décrivant les « électrons supraconducteurs », dont Ψ^2 correspond à la densité. La nature complexe de Ψ , avec une amplitude et une phase, permet de prendre en compte le caractère quantique du phénomène.

En étudiant les grandeurs thermodynamiques associées (énergie, enthalpie...), ils en déduisent une équation pour Ψ analogue à l'équation de Schrödinger pour une particule libre, mais avec un terme non linéaire. Comme pour les autres théories, elle distingue les longueurs de cohérence ξ et λ , et permet de plus d'expliquer l'existence des supraconducteurs de types I et II.

Il est intéressant d'insister sur l'existence d'une fonction d'onde d'un condensat de particules, cohérentes entre elles sur des distances macroscopiques. Selon Tinkham, c'est ceci qui constitue la réelle caractéristique de la supraconductivité.

Remarquons que cette fonction d'onde permet également de relier les théories GL et BCS, en la considérant comme celle du centre de masse des paires de Cooper.

On peut également mentionner les travaux de Gor'kov [30] pour sa tentative d'unifier les deux théories : en effet, la grandeur caractéristique de la supraconductivité en théorie BCS, s'annulant à la disparition de celle-ci, est le gap Δ . Il paraît donc possible de le choisir comme paramètre d'ordre.

Par ailleurs, on peut remarquer que la théorie de Ginzburg-Landau peut se simplifier en celle de London dans le cas où N_s est constant partout.

4.2. Principes de fonctionnement des SNSPD

La partie suivante s'attache à donner une description générale des SNSPD et des aspects théoriques régissant leur fonctionnement, avant d'aborder leur fabrication et les moyens de caractérisation mis en œuvre. En effet, une bonne connaissance des SNSPD est nécessaire afin de maîtriser leurs caractéristiques de détection en vue de leur intégration dans le SWIFTS.

4.2.1. Description générale

Un SNSPD se présente sous la forme d'un nanofil supraconducteur en nitrure de niobium (NbN) connecté à ses extrémités (Fig.IV-5). Les dimensions typiques du nanofil sont de 80nm à 120 nm en largeur, et 4 nm d'épaisseur.

Pour augmenter la surface sensible et ainsi l'efficacité du détecteur, il arrive souvent qu'on lui donne une forme particulière (méandre généralement, mais aussi spirale) en repliant le nanofil sur lui-même, pour atteindre une taille de "pixel" entre $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ à $10 \times 10 \mu\text{m}^2$.

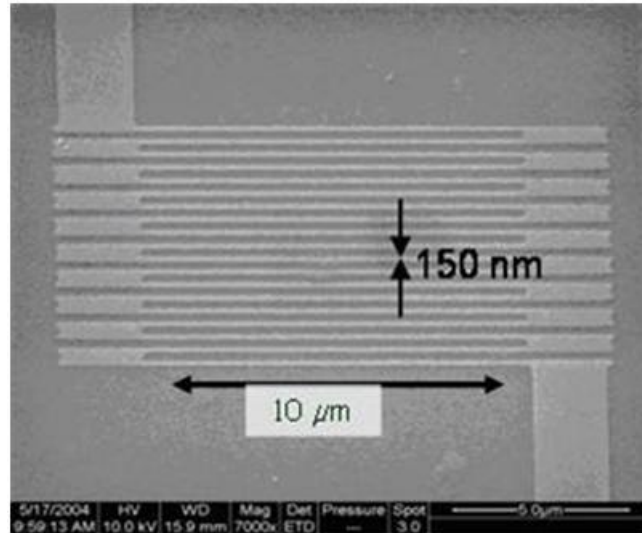


Fig. IV - 5 : Cliché MEB d'un méandre SNSPD typique. [31]

4.2.2. Bases théoriques – Mécanismes généraux

4.2.2.1. Fonctionnement de base

La détection de la lumière est fondée sur la rupture de la supraconductivité. Lorsqu'un photon arrive sur le détecteur, il brise localement la supraconductivité, faisant apparaître un pic de tension à ses bornes. Nous allons décrire succinctement quelques phénomènes microscopiques en jeu dans le processus, ainsi que le modèle physique utilisé couramment dans l'étude des SNSPD.

4.2.2.1.1. Mécanismes photosensibles dans un supraconducteur

Les effets photo-électriques dans un matériau supraconducteur ont été constatés dès 1971 par Testardi et al. [32], qui montrent que des impulsions laser font transiter un film initialement supraconducteur. Les temps caractéristiques très rapides mesurés montraient que cet effet était dû à une interaction photons-paires de Cooper, et non à un échauffement du réseau (qui donne lieu à des transitions avec des temps caractéristiques plus lents). Ces effets se distinguent donc des effets bolométriques constatés des années auparavant (avec notamment la réalisation en 1946 de bolomètres supraconducteurs en nitrure de Colombium [33] – précédent nom donné au Niobium – et la démonstration de leur sensibilité à l'infrarouge en 1948 [34]).

Cet effet de la lumière sur les supraconducteurs allait impulser de multiples recherches théoriques sur les supraconducteurs hors-équilibre, en considérant l'impact de la lumière sur les températures effectives des systèmes de phonons et de quasiparticules (terme désignant les électrons chauds issus d'une paire de Cooper brisée).

La compréhension du fonctionnement global de ces systèmes réside dans l'estimation correcte des temps de transfert thermique d'un sous-système vers l'autre. Sans traiter en détail les mécanismes précis, que l'on peut retrouver dans divers travaux sur la dynamique hors-équilibre des supraconducteurs [35]-[36]-[37]-[38], nous pouvons en résumer les grandes lignes de la façon suivante :

Une impulsion lumineuse d'énergie supérieure à 2Δ est capable de briser des paires de Cooper. Les quasiparticules créées absorbent l'énergie du photon. Celles-ci peuvent être traitées comme un gaz de d'électrons chauds à une température effective $T^* > T_c$.

Ces derniers thermalisent par des interactions electron-electron et electron-phonon, avant de se recombinaison en paires de Cooper. Ce faisant, elles créent des phonons qui peuvent à leur tour briser d'autres paires de Cooper si leur énergie est supérieure à 2Δ (les autres sont diffusés vers le substrat), créant de nouvelles quasiparticules d'énergie plus faible. Cet effet est dénommé « phonon trapping », piégeage de phonons, en contraste avec la 'fuite' des phonons vers le substrat (« phonon escape »). Ce processus de cassure-recombinaison des paires se répète jusqu'à épuisement de l'énergie lumineuse absorbée initialement. C'est d'ailleurs cette propriété qui est largement exploitée par d'autres détecteurs supraconducteurs, les STJ, qui parviennent à collecter dans une jonction SNS polarisée les quasiparticules.

Cette description est résumée dans le diagramme suivant, qui illustre le modèle de Rothwarf-Taylor de la dynamique hors-équilibre [39] :

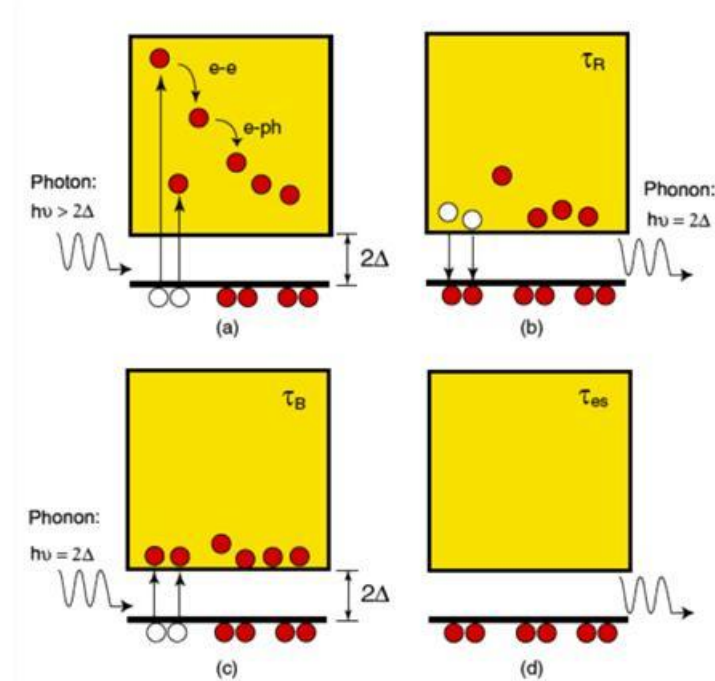


Fig. IV - 6 : Modèle de Rothwarf-Taylor de la dynamique hors-équilibre des supraconducteurs.

- (a) – Un photon brise une paire de Cooper et crée 2 quasiparticules^a, qui thermalisent avec les systèmes électronique et phononique
- (b) – les quasiparticules commencent à se recombinaison en paires et émettent des phonons acoustiques d'énergie $> 2\Delta$
- (c) – Ces derniers ont suffisamment d'énergie pour briser des paires de Cooper, créant d'autres quasiparticules
- (d) – les phonons s'échappent vers le substrat.

Il faut garder à l'esprit que cette dynamique dépend des temps caractéristiques de thermalisation d'un système à l'autre, de leurs capacités calorifiques, etc. Notamment, la température joue un rôle particulier puisqu'elle peut modifier les temps de thermalisation, ainsi l'énergie thermique ne joue pas un rôle identique à celui de l'énergie lumineuse par exemple.

^a Compte tenu de l'étendue spatiale d'une paire de Cooper, on considère qu'un seul électron absorbe majoritairement l'énergie du photon, tandis que l'autre devient une quasiparticule à basse énergie.

Le modèle de Rothwarf Taylor peut être simplifié et linéarisé dans le cas d'une forte illumination, et/ou proche de T_c , soit lorsque les quasiparticules sont en très grand nombre et que l'on se rapproche d'un comportement métallique. En effet, le temps prédominant étant celui de la transmission des phonons vers le substrat, nous passons dans un régime où on peut distinguer les sous-systèmes d'électrons et de phonons. On considère alors le modèle à 2 températures (*2-T model*, par ailleurs aussi valable pour les métaux), en référence aux températures effectives différentes du système d'électrons et du système de phonons :

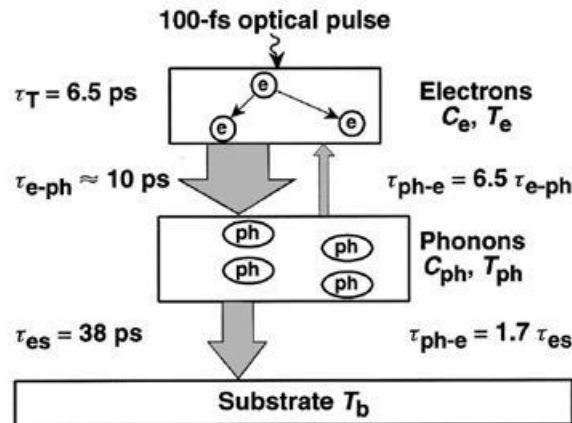


Fig. IV - 7 : diagramme récapitulatif du modèle à deux températures, avec les temps de thermalisation des sous-systèmes d'électrons et de phonons mesurés pour une nanocouche de NbN de 3,5nm.[40]

Il a été démontré [40]-[41] que ce dernier modèle convient à décrire les phénomènes en jeu lorsqu'on fonctionne proche de la transition supraconductrice, ce qui est précisément le cas des SNSPD polarisés par un courant sous-critique.

Si ce modèle traite des mécanismes photosensibles à l'origine de la détection de façon satisfaisante, c'est un autre modèle, celui dit du « point chaud » (« hotspot » en anglais), qui permet d'appréhender plus facilement le comportement général du détecteur.

4.2.2.1.2. Modèle du hotspot

Le modèle du hotspot s'intéresse au volume des quasiparticules créées par une impulsion lumineuse, dénommé « point chaud ». Il traite ce point chaud comme étant résistif (avec des électrons à température effective $> T_c$), et décrit comment l'extension de cette partie résistive dans le nanofil supraconducteur mène à la création d'un pic de tension.

On peut distinguer deux principales étapes menant à l'apparition du pic de tension :

- (1) l'arrivée d'un photon et la création d'un point chaud
- (2) l'extension de celui-ci et l'augmentation de la densité de courant dans les zones avoisinantes, jusqu'à rupture de la supraconductivité sur toute une section du nanofil.

Ces étapes sont schématisées dans la figure suivante :

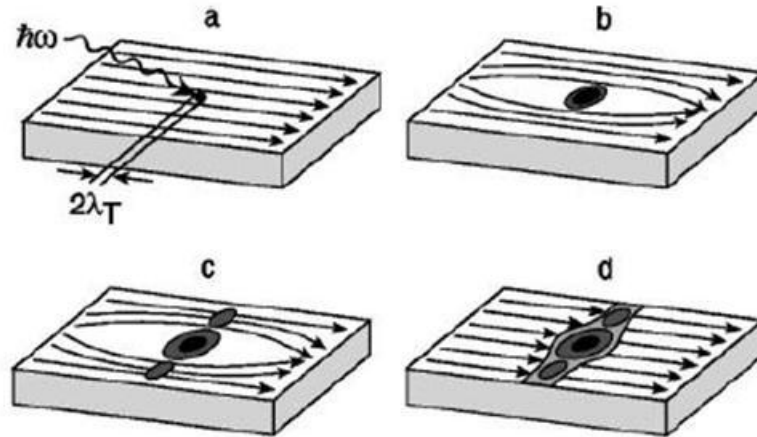


Fig. IV - 8 : schémas récapitulatifs des étapes menant à l'apparition d'une zone résistive dans un nanofil supraconducteur. [42]

On considère un nanofil supraconducteur dans lequel on injecte un courant inférieur mais proche du courant critique : la tension à ses bornes est nulle. Un photon arrivant sur ce nanofil rompt la supraconductivité en un endroit et y crée un point chaud, résistif. Celui-ci s'étend autour de lui par diffusion thermique, repoussant le courant supraconducteur vers les zones encore non résistives.

Dans ces zones, la densité de courant augmente, d'autant plus que le hotspot s'élargit. Si elle dépasse la densité de courant critique, le matériau perd sa supraconductivité et il apparaît alors une zone résistive s'étendant sur toute la largeur du nanofil. Cette bande résistive est analogue à une résistance en série, et du fait de la présence du courant de biais, un pic de tension en résulte conformément à la loi d'Ohm.

La diffusion thermique vers le substrat permet ensuite au nanofil de retrouver son état supraconducteur initial. (Fig.IV-9)

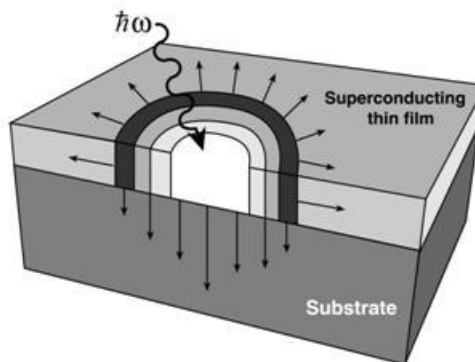


Fig. IV - 9 : Dissipation de l'énergie dans un hotspot : thermalisation des quasiparticules dans le film, thermalisation de phonons vers le substrat.

On comprend ainsi que c'est la création d'un hotspot, alliée à la présence d'un courant de biais suffisamment important, qui entraîne la transition supraconductrice d'une partie du nanofil sur toute sa largeur et ainsi la génération d'un pic de tension. (Fig.IV-10)

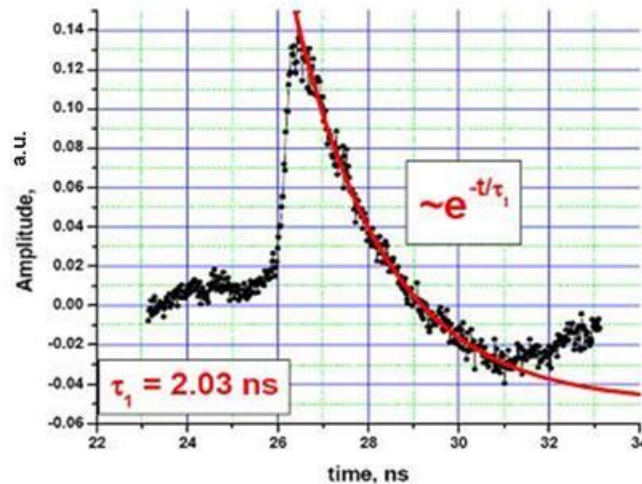


Fig. IV - 10 : Relevé d'un pic de tension – banc de mesure optique des SNSPD - LSP/UJF Grenoble.

Ce modèle permet d'expliquer plusieurs constats réalisés sur le comportement des détecteurs, mettant en jeu 3 paramètres essentiels définissant un point de fonctionnement :

- l'efficacité de détection dépend de la longueur d'onde du photon incident : un photon plus énergétique fera transiter plus facilement le détecteur, ce qui peut être directement relié à une taille de hotspot plus grande [43]-[44].
- un facteur décisif est le courant de polarisation, grâce auquel on se place proche de la limite supraconductrice du nanofil. En effet, un courant plus élevé permet d'atteindre plus facilement la densité de courant critique dans les zones avoisinant le hotspot. Le détecteur transitera d'autant plus facilement que l'on se rapproche de son courant critique.
- la température de travail influe sur la stabilité du détecteur, par les fluctuations thermiques qu'elle induit sur le courant dans le supraconducteur. La diminuer permet de réduire le nombre de coups d'obscurité, et d'augmenter le rapport signal sur bruit.

On peut aussi mentionner que l'extension du hotspot dans le nanofil étant décisive pour le déclenchement du détecteur, un nanofil trop large empêcherait la formation d'une bande résistive. Nous verrons cet effet plus en détail par la suite.

Ce modèle rudimentaire ne permet toutefois pas une estimation correcte des temps de déclenchement, puisqu'il donne des vitesses de fonctionnement supérieures aux vitesses réelles des détecteurs. Cela vient notamment du fait qu'il ne prend pas en compte certains effets additionnels, comme le chauffage Joule du hotspot (qui retarde sa thermalisation) ou l'inductance cinétique du méandre (retardant le retour du courant supraconducteur).

De plus, la seule prise en compte de la création de quasiparticules à l'impact du photon ne suffit pas à l'estimation du temps de réponse : la rupture de supraconductivité dans les zones latérales, due au courant sur-critique, relève de mécanismes quantiques de désappariement différents (avec notamment des apparitions de « *Phase Slips Centers* » (PSC) – points de saut de phase du paramètre d'ordre supraconducteur, dont la nature est différente d'un point chaud résistif) et porte les temps de réponse limites de 30ps à 70ps [6]-[45]. Cette action double permet également de donner une explication physique du temps de jitter : suivant l'endroit de nucléation du hotspot dans le nanofil, le temps de formation des phase-slips aux alentours va différer, résultant ainsi sur une différence de temps de déclenchement.

Il existe de surcroît des incohérences quantitatives sur les tailles réelles des zones normales ($T > T_c$) créées à l'impact d'un photon : celles-ci seraient en réalité trop petites (de l'ordre de

9nm) pour effectivement atteindre une densité de courant sur-critique dans les zones alentour. Un affinement du modèle du hotspot [46] explique la transition par l'accroissement du nombre de quasiparticules aux alentours de la zone normale : des paires sont brisées, ce qui oblige les paires restantes à accélérer afin de conserver le débit de courant, jusqu'à atteindre la vitesse de désappariement et ainsi déclencher une transition résistive. Cet affinement permet par ailleurs de mieux quantifier la longueur d'onde de coupure au-delà de laquelle l'efficacité quantique du détecteur se dégrade (à des longueurs d'ondes plus grandes, l'énergie du photon diminue et ne suffit pas toujours à déclencher une transition).

Mentionnons enfin que certains phénomènes constatés dans le fonctionnement des détecteurs font appel à des explications tout à fait différentes (par exemple les statistiques de coups d'obscurité ou les dépendances de l'efficacité en fonction de la polarisation de la lumière), voire ne sont tout simplement pas expliqués (dépendance de l'efficacité avec la température notamment). L'étude théorique de ces détecteurs reste donc encore inachevée.

Ceci étant dit, le modèle du hotspot a le mérite de donner une image très intuitive et qualitativement juste des mécanismes en jeu à l'arrivée d'un photon, et fixe un cadre de travail permettant une étude assez globale de la détection dans les SNSPD. Il peut donc servir de modèle de référence pour une première approche des détecteurs.

4.2.2.2. Quelques effets physiques et subtilités de fonctionnement

4.2.2.2.1. Coups d'obscurité

Dans le cas des SNSPD, les coups sombres résultent de ruptures de la supraconductivité en l'absence de photon incident. Leur origine provient de fluctuations quantiques et thermiques du paramètre d'ordre supraconducteur dans le film, permettant des glissements de phase de 2π , désignés par TAQPS, ou "*thermally-activated quantum phase slips*". Leur nombre s'accroît lorsqu'on polarise en courant près de la valeur critique, ou que l'on augmente la température proche de la température critique [47]-[48].

La nucléation des phase-slips dans les nanofils supraconducteurs est détaillée dans plusieurs travaux [49]-[50]-[51]-[52]. Ces modèles se réfèrent en particulier à la théorie développée par Langer, Ambegaokar, McCumber et Halperin (LAMH) [53]-[54], que nous ne détaillerons pas ici.

Dans le cas de nanofils plus larges ($>300\text{nm}$), nous pouvons assister à la naissance de paires de vortex-antivortex magnétiques dissipatifs, qui engendrent une résistance dans le nanofil [55].

Pour les nanofils dans le dispositif SWIFTS, les dimensions visées sont de l'ordre de 50nm, nous ne serons donc confrontés qu'aux PSC thermiques ou quantiques.

4.2.2.2.2. Effets thermo-électriques

4.2.2.2.2.1. Rétablissement du détecteur et phénomène de blocage

Dans tout système électrique, les porteurs de charges possèdent un moment d'inertie : leur masse non nulle impose que leur accélération ou décélération ne soit pas instantanée. Ceci peut être modélisé dans le système électrique par une inductance, que l'on qualifie de cinétique du fait de son origine inertielle.

Dans un nanofil supraconducteur, l'inductance cinétique totale dépend non seulement du matériau mais aussi de sa géométrie ($L_K = L_k \int \frac{dx}{A(x)}$, A étant la section du fil, L_k l'inductance cinétique linéique du matériau). De grandes épaisseurs et largeurs de nanofil contribuent à diminuer l'inductance, tandis que la longueur l'augmente.

Lors d'un évènement de détection, une partie résistive est créée dans le nanofil, ce qui équivaut à l'apparition d'une résistance dans le circuit électrique. Le courant appliqué restant constant, un pic de tension en découle et conformément à ce qui vient d'être décrit, on peut observer les effets de cette inductance cinétique sur le temps de rétablissement du courant supraconducteur

dans l'ensemble du méandre : $\tau = \frac{L_K}{R}$ (avec $R=50 \text{ Ohm}$).

Le système électrique du détecteur peut être modélisé de la façon suivante :

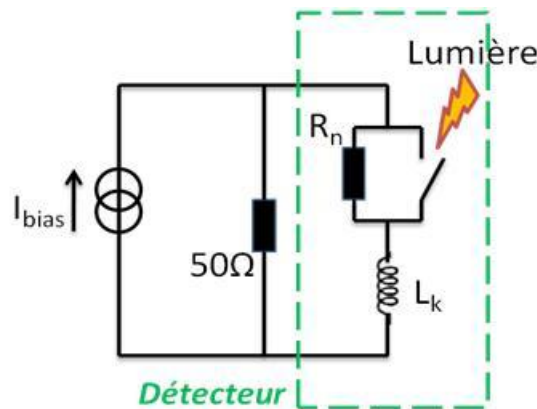


Fig. IV - 11 : Modèle électrique d'un détecteur SSPD alimenté par une source de courant I_{bias} . R_n désigne la résistance de la zone normale formée par l'impact d'un photon dans le détecteur, L_k désigne l'inductance cinétique de ce dernier.

La dynamique du rétablissement du courant résulte donc de 2 phénomènes :

- (1) l'un, thermique, concernant le refroidissement du point chaud vers le substrat
- (2) l'autre, électrique, concernant le rétablissement du courant supraconducteur après l'apparition du pic de tension

Des études ont mené à des modèles thermo-électriques des SNSPD, rendant compte des différents temps caractéristiques en jeu des 2 phénomènes [56]-[57]-[58]. Il est démontré qu'un détecteur SNSPD se voit ainsi généralement ralenti par sa grande inductance, qui empêche un retour rapide du courant supraconducteur dans le méandre, plutôt que par les temps de thermalisation des quasiparticules.

Un intérêt caractéristique des SNSPD étant leur grande dynamique, des solutions ont été recherchées pour réduire leur inductance afin de les accélérer : variantes de substrats (comme il sera décrit dans le paragraphe 5.1.2), ou variantes de géométries (détecteurs à branches parallèles, où $L_{tot} = L_{branche}/N_{branche}$, à comparer aux méandres pour lesquels $L_{tot} = L_{branche} * N_{branche}$). La course à la réduction de l'inductance s'est toutefois heurtée à un obstacle de taille : sous un certain seuil, on constate que le détecteur se bloque et ne revient pas à l'état supraconducteur.

Ce problème, appelé « Latching », est dû à un phénomène d'auto-chauffage de la partie résistive : à cause d'une inductance trop faible, le courant se rétablit avant dissipation de la partie résistive, donnant lieu à un effet Joule qui entretient son existence. Le détecteur ne retourne ainsi jamais à l'état supraconducteur.

Ce phénomène doit être pris en compte dans la conception du SWIFTS : l'idée étant d'utiliser un simple nanofil droit en tant que détecteur, il peut donc être très court et avoir une inductance trop faible, et peut ainsi être sujet au blocage. On ne peut donc pas se permettre de faire des nanofils trop faiblement inductifs.

4.2.2.2.2. Crosstalk

Généralement, la proximité des éléments d'une matrice de détecteurs peut entraîner des effets d'interdépendance entre eux. Par exemple dans les APD on peut assister à une rétro-émission de photons lors d'un événement de détection, qui peuvent être détectés par les pixels environnants.

Dans le cas des SNSPD, un phénomène constaté couramment sur les caractéristiques I-V des méandres concerne une diminution du courant critique des branches après la 1^{ère} transition résistive. En effet lorsqu'une branche transite, elle s'échauffe par effet Joule et dissipe la chaleur dans le substrat, entraînant ainsi un échauffement local du détecteur. Le nanofil adjacent voit alors une source de chaleur à proximité, ce qui diminue son courant critique. Ceci illustre parfaitement le fait qu'un nanofil puisse avoir une influence sur un nanofil voisin.

Etant donné les dimensions caractéristiques visées de notre dispositif, avec un échantillonnage d'une onde stationnaire de période de l'ordre de 400nm, l'opération simultanée de plusieurs nanofils détecteurs à des distances si proches pose la question du « crosstalk ». Toutefois, nous n'opérerons pas les nanofils de façon simultanée, mais nous commuterons le signal suivant les détecteurs pour réaliser la mesure de l'onde stationnaire. Ce faisant, nous contournerons le problème du crosstalk. Il faut garder à l'esprit cependant qu'il devra être pris en compte dans l'élaboration de prototypes ultérieurs qui mettraient simultanément en œuvre les détecteurs.

On peut toutefois mentionner qu'une étude détaillée a été menée sur l'influence mutuelle de 2 détecteurs très proches voire inter-mêlés [8]-[59]. Celle-ci s'est focalisée sur la mise en œuvre de ME-SNSPD (*Multi-Element SNSPD*) et a révélé une influence négligeable entre des détecteurs à géométrie imbriquée opérant de façon simultanée. On peut donc raisonnablement espérer un crosstalk minime même dans le cas d'une opération simultanée des nanofils dans le dispositif SWIFTS.

4.2.2.2.3. Effets optiques

4.2.2.2.3.1. Propriétés spectroscopiques intrinsèques

Un événement de détection a lieu lorsqu'un photon incident fait transiter le nanofil supraconducteur sur toute sa largeur W . Dans le modèle du hotspot, la taille du point chaud (de rayon r_{HS}) crée dépend de l'énergie du photon incident : plus celle-ci est grande, plus le nombre de paires de Cooper brisées sera grand, et plus le point chaud s'étendra. On peut donc d'ores et déjà dire que pour de petites longueurs d'ondes, plus énergétiques, le hotspot crée sera plus large.

Le courant de polarisation contournant ce hotspot se concentre dans les parties supraconductrices avoisinantes, de section $e^*(w - 2r_{HS})$. Pour faire transiter le nanofil sur toute sa largeur, on doit y dépasser la densité de courant critique.

On voit ainsi que 3 facteurs interviennent pour un évènement de détection : la longueur d'onde, la largeur du nanofil, et le courant de polarisation. En partant du fait que le volume de la zone chauffée est proportionnel à l'énergie du photon incident, un calcul rapide montre que la condition de détection, relativement à ces 3 paramètres, peut s'écrire sous la forme suivante :

$\frac{1}{w\sqrt{\lambda}} > \frac{K(1-p)}{2}$, avec $p = \frac{I_b}{I_c}$, et K une constante telle que $r_{HS} = \frac{K}{\sqrt{\lambda}}$ (reliant le rayon du hotspot formé à la longueur d'onde incidente).

Cette condition retranscrit la dépendance spectrale de l'efficacité quantique d'un SNSPD, dont la largeur de nanofil constitue un paramètre. Cette propriété a été constatée et étudiée dans plusieurs travaux [44]-[60]-[61]-[62].

A notre niveau, on peut tirer quelques remarques quant à l'utilisation des SNSPD pour le SWIFTS :

- il faut se placer dans une plage de largeurs de nanofils permettant de faire transiter de façon certaine le détecteur à des longueurs d'ondes proches de 1.5µm. A priori cela ne constitue pas de problème puisque l'on travaille de toutes façons à des largeurs inférieures à celles des détecteurs classiques.

- il a été démontré récemment [63] qu'il est possible de les dimensionner de telle sorte qu'ils détectent jusqu'à des longueurs d'ondes de 5 à 10µm. Ceci ouvre bien entendu beaucoup de perspectives, notamment en astronomie où d'intenses recherches sont menées dans ces gammes d'énergie.

4.2.2.2.3.2. Détection multi-photon

Si un seul photon peut suffire à déclencher un évènement, un pic de détection ne correspond en réalité pas toujours à l'arrivée d'un seul photon : il peut être induit par plusieurs photons arrivant simultanément sur le méandre.

Cet aspect nous concerne directement pour le SWIFTS : pour relever le profil de l'onde stationnaire, les SNSPD doivent effectuer une mesure d'intensité. Or un pic de tension déclenché peut en réalité correspondre à la détection d'un photon, ou de 2, ou bien encore 3. On ne peut donc pas relier directement le nombre de coups à l'intensité lumineuse réelle.

Les statistiques de détection du nombre de photons, présentées dans plusieurs travaux [42]-[60]-[64], montrent cependant que le contrôle de l'alimentation du SNSPD, parallèlement à une atténuation adéquate du signal optique injecté, permettent de placer le détecteur en régime de détection mono-photon. Dans de telles conditions opératoires, le nombre de coups détectés devient proportionnel à l'intensité lumineuse : on cherchera donc à se placer dans ce régime.

Le thème de la détection multi-photons renvoie naturellement à la résolution du nombre de photons, significative pour beaucoup de recherches en communication quantique. L'utilisation adéquate des SNSPD rend celle-ci possible, comme c'est le cas des *Multi-Element SNSPD* (MESNSPD) [8]-[59], ou des SNSPD en branches parallèles (PND – *Parallel Nanowire Detector*) [9]-[65].

Nous n'entrerons pas dans les détails sur ce sujet, bien décrit par ailleurs, puisque notre objectif est différent : nous voulons procéder à une mesure d'intensité lumineuse.

4.2.2.2.3.3. Effets de polarisation

Dans les mesures de l'efficacité quantique sur nos détecteurs en méandres, nous avons constaté une dépendance de l'efficacité en fonction de la polarisation de la lumière injectée. Cet effet, décrit plus en détail dans [7], est dû à la géométrie en méandre orienté du détecteur : la dissymétrie de cette structure est à l'origine de la dépendance en fonction de la polarisation, et le nanofil sera plus sensible à un champ électrique longitudinal qu'à un champ transverse. Dans des études complémentaires, il a également été constaté que la polarisation avait beaucoup moins d'influence dans le cas de SNSPD en spirale, dont la géométrie est quasiment à symétrie circulaire.

Ainsi, la polarisation pourrait fausser la mesure si elle varie d'un détecteur à l'autre. Nous avons vu dans le chapitre précédent (Chapitre III - paragraphe 7.4.3) que les modes TE et TM ont des indices effectifs différents, se répercutant sur leurs chemins optiques. Cette biréfringence intrinsèque était susceptible de brouiller les franges, plus on s'éloigne de la frange centrale.

La particularité des SNSPD dans notre configuration, comme nous le verrons dans le chapitre suivant concernant l'intégration du dispositif (Chapitre V – paragraphe 3.2), est qu'ils seront sous la forme d'un faisceau de nanofils placés perpendiculairement à la direction du guide. Compte tenu de leur sensibilité accrue aux champs électriques parallèles à leur direction, ils seront donc beaucoup plus sensibles au mode TE présent dans le guide qu'au mode TM. En effet, seul le mode TE possède un champ électrique longitudinal par rapport à l'orientation des nanofils :

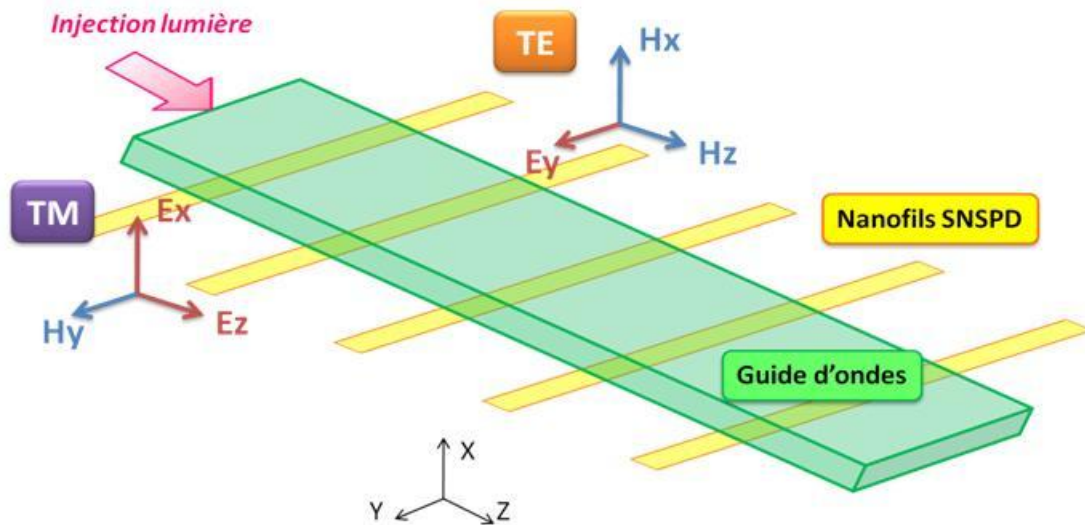


Fig. IV - 12 : Schéma de configuration des champs des modes TE et TM par rapport aux nanofils sous le guide d'ondes.

Ceci permet de dire que le signal TE0 sera mieux détecté que le signal TM0. Cela peut notamment limiter l'impact de leur déphasage et du risque de brouillage de franges à de plus grandes distances, puisque la contribution du mode TM au signal détecté sera réduite.

Au vu de ces arguments, nous ne nous attendons donc pas à subir d'effets rédhibitoires causés par la polarisation de l'onde dans notre configuration.

4.2.2.2.4. Dépendance QE(T)

Des expériences [66]-[67] ont démontré que la diminution de la température de fonctionnement du SNSPD entraîne 3 évolutions : une augmentation du QE, une diminution des coups d'obscurité (en l'absence de rayonnements parasites, qui paradoxalement peuvent se voir mieux détectés du fait de l'augmentation du QE), et un changement de pente des coups d'obscurité en fonction de la polarisation. Ils montrent aussi une corrélation entre les taux de coups d'obscurité, la température, et le QE.

Cette dépendance, que le modèle du hotspot n'explique pas, ne trouve pas à ce jour d'explication théorique satisfaisante. Si un traitement a été réalisé dans la référence [55] en démontrant une augmentation de la vitesse de propagation de la paroi NS d'un hotspot lorsque la température diminue, entraînant une hausse du QE, il ne semble pas pouvoir être relié aux observations des expériences mentionnées plus haut, en particulier concernant la corrélation entre QE, coups d'obscurité et température.

Ceci incite à penser que cette dépendance QE(T, coups d'obscurité) pourrait être reliée à la densité de quasiparticules présentes à l'équilibre : la lumière excitant indifféremment les paires de Cooper ou les quasiparticules^a, une densité de quasiparticules plus grande (du fait d'une température de travail plus élevée, ou d'un courant de polarisation plus important) peut entraîner une proportion moindre de la lumière excitant les paires, outre le fait qu'il y ait moins de paires à éclairer^b. On dégrade ainsi l'efficacité globale du détecteur.

Des travaux sont actuellement en cours à ce sujet afin d'élaborer un modèle rendant compte quantitativement des dépendances.

5. Réalisation et Caractérisation

Nous allons nous attacher ici à décrire les aspects à considérer dans la fabrication de détecteurs SNSPD, puis le procédé développé au CEA. Nous détaillerons ensuite le protocole de caractérisation des détecteurs, car il sera appliqué également à ceux du SWIFTS. Nous présenterons finalement quelques résultats ayant servi à l'élaboration de ce dernier.

5.1. Matériaux utilisés

5.1.1. Choix du supraconducteur

Le supraconducteur utilisé dans nos applications est le NbN. C'est un supraconducteur conventionnel de type II, possédant une température critique de l'ordre de 16K en couche mince [68]-[69]. Il possède l'avantage d'être relativement facile à fabriquer et d'être robuste, en plus d'avoir une Tc assez haute pour travailler dans de bonnes conditions dans l'hélium liquide.

Au CEA nous disposons d'un dépôt de très bonne qualité en termes d'homogénéité. Le dépôt est réalisé par pulvérisation cathodique DC à 600°C dans un plasma Ar/N₂ sur des grandes surfaces [70]. Un point important du dépôt est que le vide ne se dégrade pas lorsque l'on chauffe à cette température.

On peut aussi mentionner que le NbN en couche mince possède un gap supraconducteur isotrope assez grand ce qui limite le nombre de coups d'obscurité [71]. Il possède en outre une faible longueur de cohérence et une grande stabilité métallurgique ce qui permet de réaliser des couches ultraminces [72].

^a L'excitation des quasiparticules peut notamment se faire à travers l'excitation de modes plasmons.

^b Mentionnons également que la balance entre la densité de paires et de quasiparticules changeant avec la température, elle peut affecter la dynamique de basculement.

5.1.2. Choix du substrat

Le substrat sur lequel est épitaxié le NbN joue un rôle important sur la qualité de ce dernier : en effet, la microstructure du NbN va dépendre du désaccord paramétrique entre les matériaux à l'interface. Ceci influe directement sur la température critique du supraconducteur, puis sa résistance carrée, son inductance cinétique, et son courant critique, agissant par là même sur toutes les propriétés de détection qui en découlent.

Les SNSPD réalisés au CEA le sont principalement sur substrat orienté (plan R) de Saphir (Al_2O_3 , maille hexagonale : $a=b=0.47$ nm, $c=1.3$ nm) [73]. D'autres substrats sont possibles, comme par exemple le MgO : ce dernier donne des couches de NbN de très bonne qualité, grâce au fait que leurs structures cristallographiques sont très proches ce qui permet une croissance épitaxiale facile du NbN (MgO : maille cubique 0.42 nm, NbN : maille cubique 0.44 nm). L'inconvénient majeur de ce substrat est son prix (et par conséquent, sa taille limitée), d'où le choix du Saphir pour les SNSPD produits (ce dernier pouvant également être fabriqué sur des surfaces plus grandes, jusqu'à 100mm).

Une autre possibilité concerne le Silicium, qui est bien connu et maîtrisé dans les technologies actuelles, en plus d'être peu cher et facile à produire en quantité. Le désaccord paramétrique important peut être compensé par le recours à des couches buffer en vue de réaliser un accord progressif du paramètre de maille [74].

Substrat	a	c	Structure	Tc NbN
Saphir A	0.47 nm	1.3 nm	Hex	~ 11K
Saphir M	0.47 nm	1.3 nm	Hex	~ 12K
Saphir R	0.47 nm	1.3 nm	Hex	~ 11K
MgO	0.42 nm	0.42 nm	Cub	~ 14K
Si	0.54 nm	0.54 nm	CFC	~ 10K

Tabl IV - 2 : Paramètres cristallins de différents substrats, avec la température critique du NbN déposé sur chacun d'eux.

Des recherches menées dans le laboratoire ont permis d'observer les effets de la microstructure du NbN sur les propriétés de détection du détecteur [75], en mettant notamment en évidence la présence ou l'absence de maclages dans les films de NbN suivant une épitaxie sur des substrats de Saphir d'orientations variables. Ces résultats peuvent être corrélés avec des différences en températures critiques, en densités de courants critiques, ainsi qu'en résistances/inductances carrées sur les détecteurs finaux. (Fig.IV-13 et 14)

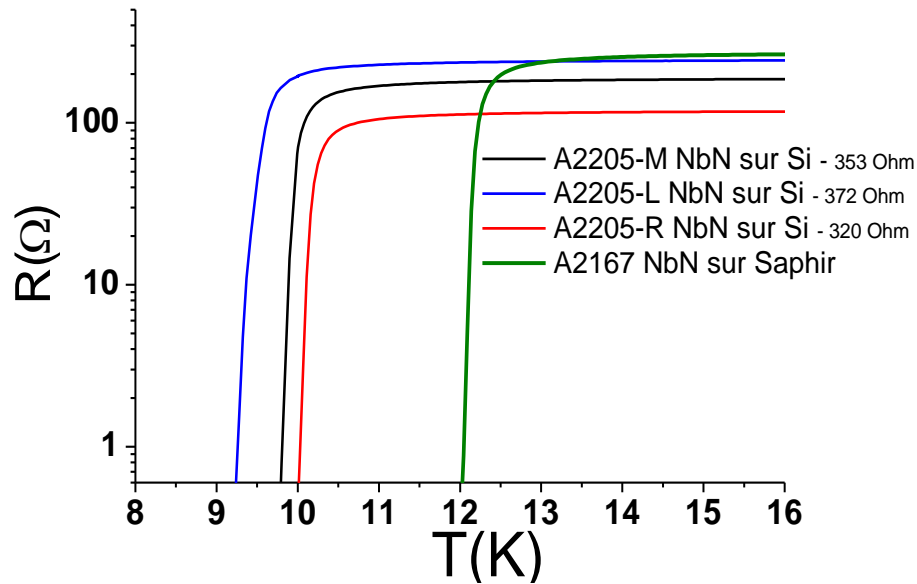


Fig. IV - 13 : Relevés $R(T)$ des 3 échantillons d'épaisseurs différentes sur Si comparés à un échantillon NbN sur Saphir-R (4.4nm). Mesures effectuées sur 3 échantillons (L, M, R – Left, Middle, Right, suivant l'emplacement dans le bâti de dépôt) déposés sur Si, d'épaisseurs légèrement différentes ($\sim \pm 1\text{nm}$) suivant leur éloignement de la cible.

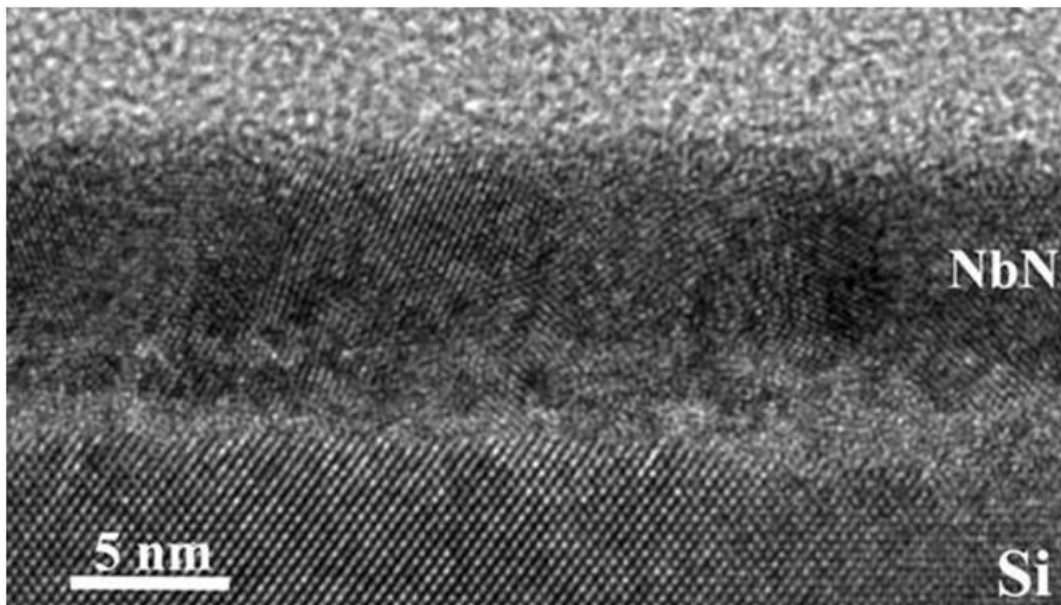


Fig. IV - 14 : Cliché MEB-ENSICAen sur échantillon A2205-R, sur lequel on distingue la structure polycristalline du NbN.

5.1.3. Supraconductivité des couches minces

Il convient de mentionner que l'épaisseur et/ou la section d'un nanofil d'un matériau supraconducteur influent sur ses propriétés supraconductrices si elles s'approchent de la longueur de cohérence ξ . Ainsi une couche mince aura des propriétés différentes du matériau « bulk ».

Les propriétés supraconductrices sont très sensibles à l'état cristallographique de la couche, lui-même dépendant des conditions de fabrication et des désaccords paramétriques aux interfaces.

Des problèmes d'interdiffusion entre couches ou d'oxydation de surface peuvent également dégrader les propriétés de supraconduction. D'éventuelles couches buffer peuvent être insérées pour constituer une barrière de diffusion atomique.

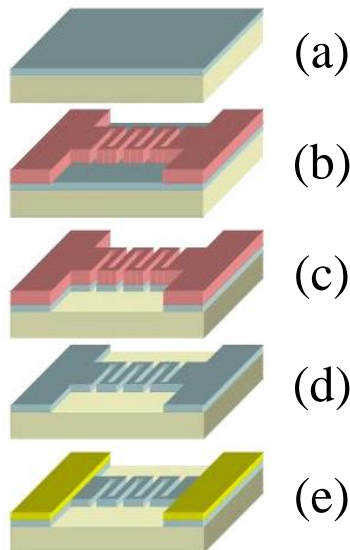
Dans notre cas les couches minces présentent des caractéristiques de supraconductivité proches d'une supraconductivité « 2D », car la longueur de cohérence du NbN est du même ordre que l'épaisseur de la couche ($\sim 4\text{nm}$). Il est possible que sur certains nanofils particulièrement fins des effets de supraconductivité « 1D » commencent à se faire sentir, notamment dans des zones comportant des défauts tels des joints de grains ou des constriction.

Dans le cadre de cette thèse, nous aurons recours à des substrats de Saphir-R, qui ont déjà été utilisés par le passé dans le laboratoire (ainsi que dans d'autres groupes [76]) et dont on connaît bien les propriétés des détecteurs fabriqués dessus.

Il a été également question du Saphir plan M, qui avait révélé des détecteurs à densités de courants critiques plus importants ainsi que des inductances carrées réduites. Cependant ces éléments n'étaient pas primordiaux pour notre application, voire pouvaient constituer un handicap, notamment au niveau de la réduction de l'inductance. De plus, les propriétés d'oxydation du NbN épitaxié sur Saphir-M restent mal connues, nous avons alors choisi de rester au Saphir-R, mieux maîtrisé.

5.2. Procédé de fabrication

Dans ses travaux passés, le laboratoire a mis au point un procédé de fabrication des SNSPD décrit ci-après [43]-[77]-[78] :



Etapes de fabrication d'un méandre SNSPD

- (a) Dépôt du NbN sur le substrat par pulvérisation cathodique DC à 600°C dans un plasma Ar/N₂ [9]
- (b) Dépôt de la résine, lithographie électronique
- (c) Gravure RIE (SF₆/O₂) du NbN
- (d) Stripping de la résine par voie humide à l'EKCLE
- (e) Dépôt par pulvérisation cathodique RF puis liftoff des contacts d'or

Fig. IV - 15 : Etapes de fabrication d'un SNSPD classique.

Lors du dépôt du NbN une couche de protection est habituellement ajoutée (typiquement AlN), afin de préserver le supraconducteur lors du procédé, et d'atténuer la dégradation progressive des propriétés du SNSPD par altération du NbN. [74]

Le dépôt des contacts d'or comporte un dépôt de résine suivi d'une insolation et d'un développement au cours duquel on enlève la résine là où on veut de l'or. L'or est ensuite

déposé partout par pulvérisation, et on procède au lift-off des contacts à l'aide d'acétone. Cette étape finale n'a pas révélé d'impact sur la performance des détecteurs.

5.3. Caractérisations des couches et des méandres NbN

Le travail de caractérisation sur les détecteurs passe par l'analyse des propriétés physiques et électriques des couches minces réalisées, avant d'aborder les propriétés de détection du dispositif final.

La caractérisation des nanocouches nécessite une instrumentation spécialisée et variée. Elle s'articule autour des mesures de la T_c des couches, de leur épaisseur, de la densité de courant dans les détecteurs, et enfin de leur performance en termes d'efficacité de détection.

5.3.1. Caractérisations physiques

5.3.1.1. Mesures de résistivité et de température critique

La température critique du supraconducteur nous renseigne sur la qualité du procédé d'épitaxie de la couche de NbN puis des dégradations induites par la suite de la filière dans la réalisation du détecteur (Fig.IV-16). Elle permet d'estimer le gap supraconducteur.

Le comportement $R(T)$ à l'approche de la transition nous permet aussi d'extraire le paramètre RRR ($R(20K)/R(300K)$), lié au libre parcours moyen des électrons ($\sim 5\text{\AA}$ dans le NbN), qui nous donne une indication quant à la stœchiométrie et la granulosité de la nanocouche (le paramètre augmente avec les défauts de la couche, et diminue avec la métallicité).

Enfin on peut voir la largeur de la transition ainsi que d'éventuelles résistances résiduelles, autant de signes de la qualité supraconductrice du matériau.

Pour réaliser cette mesure, on utilise un appareil appelé « PPMS » (*Physical Property Measurement System*), un appareil de mesure des propriétés physiques très polyvalent. Il est capable d'effectuer des mesures de capacité calorifique, de résistance, de courant critique, à basse température (jusqu'à 0,3K), en présence ou non de champ magnétique (alternatif ou constant). Dans notre cas les mesures sont faites en injectant un faible courant afin d'obtenir la résistance du matériau, entre 300K et 2K, sans champ magnétique.

L'échantillon est fixé sur un porte-échantillon spécifique au PPMS, et est contacté aux pads à l'aide de fils d'or, en 4 points.

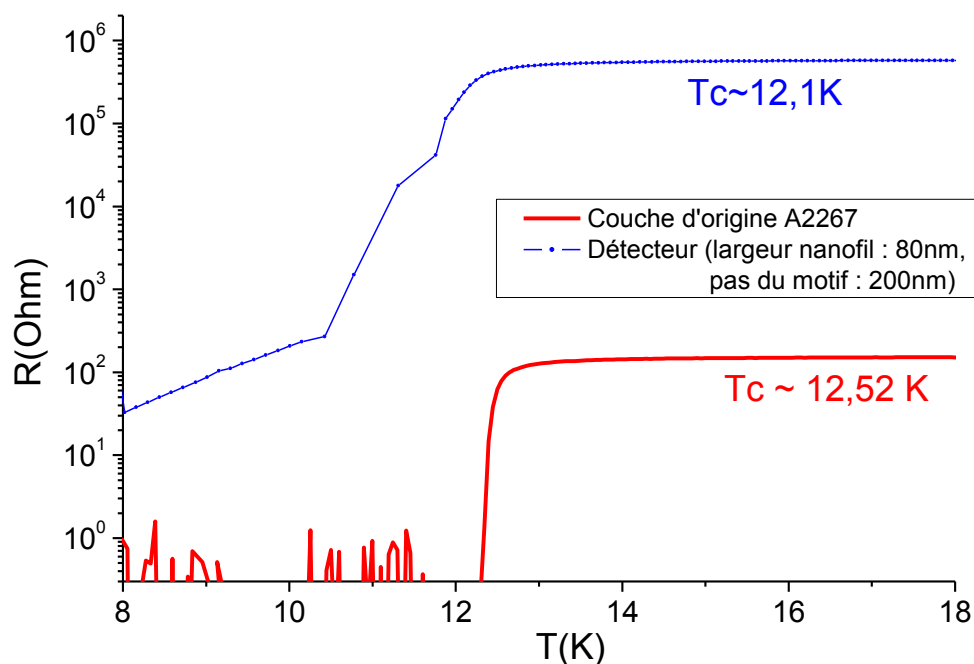


Fig. IV - 16 : Relevés $R(T)$ sur la couche A2267 ($T_c \sim 12,5K$), et sur un détecteur fabriqué ensuite ($T_c \sim 12,1K$). Dans ce dernier cas, on remarque que la transition supraconductrice intervient à une température plus basse que pour la couche mince, et de façon moins abrupte.

5.3.1.2. Mesures d'épaisseurs par réflectométrie X

Dans l'étude d'une couche très mince supraconductrice, il est nécessaire de connaître son épaisseur puisqu'elle est corrélée avec d'autres paramètres importants tels que T_c , et sert directement au calcul des densités de courant.

Les mesures de réflectivité aux rayons X rasants permettent d'avoir une évaluation assez précise (sensibilité inférieure au nm, incertitude d'environ 10%), de l'épaisseur réelle de la couche mince de NbN, avant la gravure pour en faire un détecteur.

On éclaire l'échantillon par un faisceau de rayons X avec un angle d'incidence variable. Les faisceaux réfléchis par les différentes couches de l'empilement interfèrent constructivement ou destructivement en fonction des compositions et des épaisseurs. On obtient ainsi une courbe de réflectivité en fonction de l'angle du faisceau X, que l'on essaie de fitter ensuite à l'aide du logiciel Parratt [79] afin de reconstituer l'empilement de la couche.

L'évaluation des épaisseurs des couches par le logiciel est faite à partir de la connaissance des matériaux présents, permettant de connaître leurs facteurs de réflectivité. La réflectivité (en fonction de l'angle d'incidence) de l'ensemble de l'empilement est calculée par un algorithme. Le logiciel est capable de simuler un empilement afin de se rapprocher de la courbe expérimentale, en faisant varier les épaisseurs et les rugosités de différentes couches, ce qui nous donne au final des estimations assez précises sur les épaisseurs des films minces (Fig.IV-17). Toutefois cela soulève des difficultés, notamment lorsque l'on prend en compte les rugosités ou la présence d'oxydes de surface qui peuvent influencer fortement sur les profils de réflectivité. La recherche des bons paramètres de simulation peut ainsi prendre beaucoup de temps, et se complique grandement si l'empilement comporte plus de 2 couches.

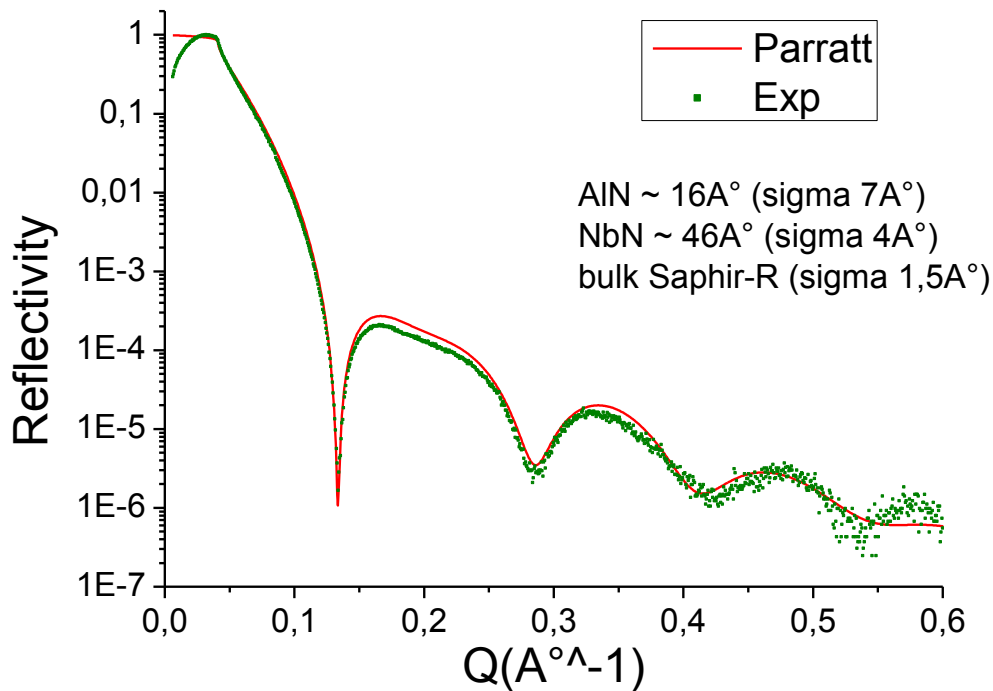


Fig. IV - 17 : Relevé de réflectivité de rayons X sur échantillon A2267 (bicouche AlN/NbN sur Saphir plan R), avec courbe de simulation obtenue avec Parratt (paramètres décrits dans le graphique, sigma désignant les rugosités).

5.3.2. Caractérisations électriques des méandres

5.3.2.1. Banc de caractérisation statique I-V

5.3.2.1.1. Grandeurs mesurées et enjeux

La caractérisation d'un détecteur débute par la mesure de son courant critique statique par transport, c'est-à-dire le courant maximal DC qu'il peut véhiculer avant de perdre sa supraconductivité. Cette densité de courant critique J_c permet d'estimer la vitesse des paires de Cooper lors de la rupture de la supraconductivité. En la comparant avec la limite théorique (vitesse de désappariement - *depairing velocity* - [24] p.123), on peut évaluer la qualité du nanofil : si l'on est proche de la limite théorique, cela signifie que le supraconducteur contient peu de défauts (capables d'induire localement une transition à plus faible courant).

Le courant critique peut également servir de paramètre de comparaison des différents détecteurs, pour analyser la reproductibilité du procédé et l'uniformité des détecteurs.

La caractéristique courant-tension permet de surcroît d'accéder au courant d'équilibre du hotspot, qui donne une information sur les propriétés électro-thermiques des matériaux [80].

Plus globalement, la forme du tracé nous renseigne sur la viabilité du détecteur : un pic de courant critique prononcé et bien contrasté du niveau de hotspot constitue une condition de bon fonctionnement du détecteur sous lumière.

5.3.2.1.2. Instrumentation et mise en œuvre

Pour mesurer la caractéristique courant-tension d'un détecteur, on utilise le banc de mesure électro-optique (que nous détaillerons plus loin), en ne faisant pas intervenir l'instrumentation liée à l'optique, et en nous passant du « bias-tee » (ou 'té de polarisation', servant à la récupération des signaux rapides). Cela revient donc à brancher directement le générateur de courant sur le détecteur, et de suivre ses évolutions.

Pour la source de courant, on utilise un générateur de tension Yokogawa en série avec une résistance de 1.1Ω . On mesure la tension aux bornes de la résistance à l'aide d'un nanovoltmètre : elle nous donne le courant qui circule dans le détecteur. Le montage est relié à un ordinateur : la récupération des données se fait via une interface GPIB/USB reliée au voltmètre, la commande du générateur se fait via une interface similaire. L'ensemble est piloté à l'aide d'un programme Labview. Ce montage est satisfaisant pour des mesures à faible tension car la source de tension est très stable, avec peu de bruit.

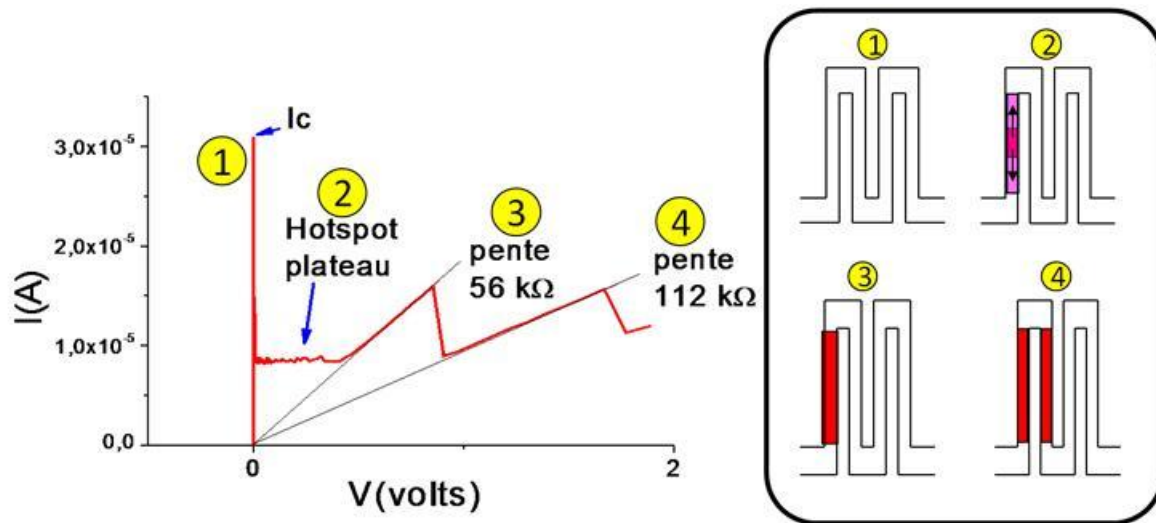
5.3.2.1.3. Tracés I-V

Prenons le cas d'un détecteur SNSPD classique sous forme de méandre. Son dimensionnement dépend de plusieurs paramètres :

- (1) La largeur du nanofil w
- (2) L'écart entre 2 branches e
 - On définit ainsi une période de motif $p = w + e$
- (3) La longueur d'une branche l
 - Celle-ci définit la taille du pixel (pour une géométrie carrée), valant l^2

A partir de ces paramètres dimensionnels, on peut calculer le nombre de carrés : $N_c = \frac{w}{l} \cdot \frac{p}{l}$ (= nombre de carrés par branche x nombre de branches), servant à évaluer l'inductance au carré ou la résistance au carré du nanofil (resp. $\frac{L_{tot}}{N_c}$ ou $\frac{R_{tot}}{N_c}$). Il est à noter que ces valeurs ne varient pas forcément linéairement avec la largeur du nanofil, car les propriétés cristallines et supraconductrices peuvent se dégrader dans le cas de nanofils très fins.

La caractéristique courant-tension d'un détecteur classique en méandre a l'allure suivante :



- (1) Méandre supraconducteur
- (2) Apparition d'un hotspot, et élargissement sur une branche entière
- (3) Le courant augmente suivant une droite de charge correspondant à la résistance de la première branche
- (4) Une 2^{ème} branche transite et le courant augmente selon la résistance de 2 branches

Fig. IV - 18 : Exemple d'une caractéristique $I(V)$ d'un méandre de largeur 120nm.

On peut distinguer 4 parties dans une telle caractéristique (Fig. IV-18) :

- (1) la partie supraconductrice : le courant augmente très rapidement avec la tension, et suit une droite de charge correspondant aux résistances en série présentes dans le circuit électrique (quelques Ohms typiquement), ce qui montre que le méandre est supraconducteur. Le courant atteint une valeur maximale critique I_c , pour une tension appliquée de l'ordre de quelques mV.
- (2) la partie « hotspot plateau » : une fois I_c atteint, un hotspot résistif apparaît dans une branche. Cette résistance entraîne une chute du courant à une valeur que l'on appelle « hotspot plateau », qui correspond à l'intensité d'équilibre thermique du hotspot à taille variable, entre l'effet Joule induit par le courant de polarisation et la dissipation thermique vers le substrat [80]. Le plateau en courant illustre un mécanisme de contre-réaction électro-thermique à l'œuvre dans le hotspot : une augmentation de tension tend à entraîner une hausse du courant, responsable d'un élargissement du hotspot par effet Joule, et donc de sa résistance. Cette hausse de résistance entraîne en retour une baisse du courant. On se maintient ainsi à un niveau constant de courant sur une certaine plage de tension, jusqu'à ce que le hotspot recouvre le nanofil sur toute sa longueur.
- (3) la partie ohmique de cette 1^{ère} branche résistive : une fois que le hotspot atteint les limites de sa branche, celle-ci est entièrement résistive et peut être assimilée à une résistance en série avec un méandre (ce dernier comportant une branche en moins). Le courant étant inférieur à l'intensité critique, il peut à nouveau augmenter. On suit donc une loi Ohmique dans l'ensemble du méandre, jusqu'à atteindre le courant critique d'une autre branche qui transitera suivant le mécanisme décrit précédemment.

- (4) La partie ohmique des autres branches du méandre : le processus se répète pour toutes les branches. On peut du reste constater que chaque droite de charge cumule les résistances des branches qui ont transité auparavant.

Dans cette caractéristique, plusieurs paramètres sont intéressants :

- (1) I_c : le courant critique permet de retrouver la densité de courant critique J_c à partir des dimensions du nanofil.
- (2) $I(\text{hotspot})$: son niveau nous renseigne sur les transferts thermiques nanofil-substrat, à travers la relation : $I_{hs} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{C_{th} w^2 e (T_c - T_0)}{\rho}}$, où C_{th} désigne le coefficient de transfert thermique du nanofil vers l'environnement (substrat et bain d'Hélium), w sa largeur, e son épaisseur, ρ sa résistivité, T_c sa température critique et T_0 la température de l'environnement^a. De plus la régularité du hotspot plateau nous informe si le nanofil présente des défauts : certaines zones peuvent présenter des maclages ou des défauts cristallins qui 'retiennent' le hotspot dans sa progression, donnant ainsi lieu à des segments résistifs. Une condition sine qua non de détection est d'avoir $I_{hs} < I_c$: dans le cas contraire, on ne peut pas polariser suffisamment le nanofil pour donner naissance à un hotspot résistif lors de l'arrivée d'un photon.
- (3) $I_c(\text{branches})$: idéalement égal à $I_c(\text{initial})$, les $I_c(\text{branches})$ sont en général plus faibles du fait de l'échauffement du milieu environnant. En effet, la branche adjacente étant devenue un hotspot sujet à l'effet Joule, on se rapproche thermiquement de la transition supraconductrice, ce qui s'en ressent par un abaissement du courant nécessaire à cette transition. Cette différence $I_{cb} - I_{ci}$ peut être atténuée en élargissant l'espace entre 2 branches, avec des taux de remplissage plus faibles [81].

5.3.2.2. Banc de caractérisation micro-ondes

5.3.2.2.1. Grandeurs mesurées et enjeux

Nous avons expliqué au paragraphe 4.2.2.2.1 que le phénomène de latching intervient lorsque l'inductance cinétique est trop faible, ce qui induit un rétablissement du courant trop rapide pour que le hotspot se dissipe après un événement de détection, empêchant le retour à l'état supraconducteur.

Dans la mesure où nous devons mettre en œuvre des SNSPD sous forme de nanoponts droits, et non de méandres, la longueur totale du détecteur reste donc faible, et par conséquent l'inductance également. On s'expose ainsi au problème du latching.

Ce banc de mesure a été monté dans le but de pouvoir mesurer l'inductance cinétique de nos SNSPD, afin de dimensionner correctement nos nanofils. Il se rapproche de la méthode employée par d'autres groupes de recherche [82], à savoir l'utilisation d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA – *Vectorial Network Analyser*) pour des mesures en réflexion à basses fréquences micro-ondes. Avec une différence notable toutefois : nous mesurons l'inductance de façon indirecte, en étudiant l'oscillateur LC constitué par le SNSPD et les contacts électriques.

^a Il est à noter qu'on assimile en général l'environnement au substrat, étant donné que le transfert thermique vers ce dernier est plus important que vers l'hélium. Pour le Saphir, $C_{th} \sim 2 \text{ W/cm}^2\text{K}$. ([9]-p.77)

Nous ne chercherons pas à analyser le comportement des méandres de nanofils supraconducteurs en réaction à un signal RF, dont quelques données sont présentées dans [57]-[82]-[83], mais à mesurer l'inductance cinétique L_K .

L'intérêt de cette mesure se situe donc à 2 niveaux :

- (1) Elle permet d'estimer la vitesse de rétablissement du courant supraconducteur, et ainsi la vitesse de détection
- (2) La connaissance de l'inductance cinétique linéique des nanofils permet de dimensionner correctement ces derniers afin d'éviter leur blocage

5.3.2.2.2. Instrumentation et mise en œuvre

Le SNSPD est fixé sur un support au bout d'une canne RF. Il est connecté à la canne via des fils d'or. Le tout est connecté à l'analyseur vectoriel HP8720B (0,13-20GHz). Les données sont extraites grâce à un logiciel Labview, via une interface USB-GPIB. Après les étapes de calibrations inhérentes à toute mesure RF (pour s'affranchir de l'impact du système de mesure hors dispositif à tester), on effectue les mesures en réflexion (paramètre S_{11}) sur le détecteur.

Malgré la calibration, il subsiste 2 principales sources de désadaptation :

- a- le support et les liaisons en or ne sont pas pris en compte dans la calibration
- b- la calibration est faite à température ambiante, on subit donc dans la mesure l'impact de la variation de température

Le problème (a) peut être minimisé si l'on reste à basse fréquence, où la longueur d'onde reste grande devant les dimensions des fils d'or (le signal réfléchi reste quasi invariant et la phase tourne donc peu).

Le problème (b) nous force également à rester à basse fréquence, où les capacités parasites (provenant des câbles, connexions en fil d'or –« *bonding* »...) restent faibles. A haute fréquence et basse température, celles-ci ont une valeur croissante, comme nous pouvons le voir sur l'exemple suivant (circuit ouvert à l'ambiante et à 4.2K) :

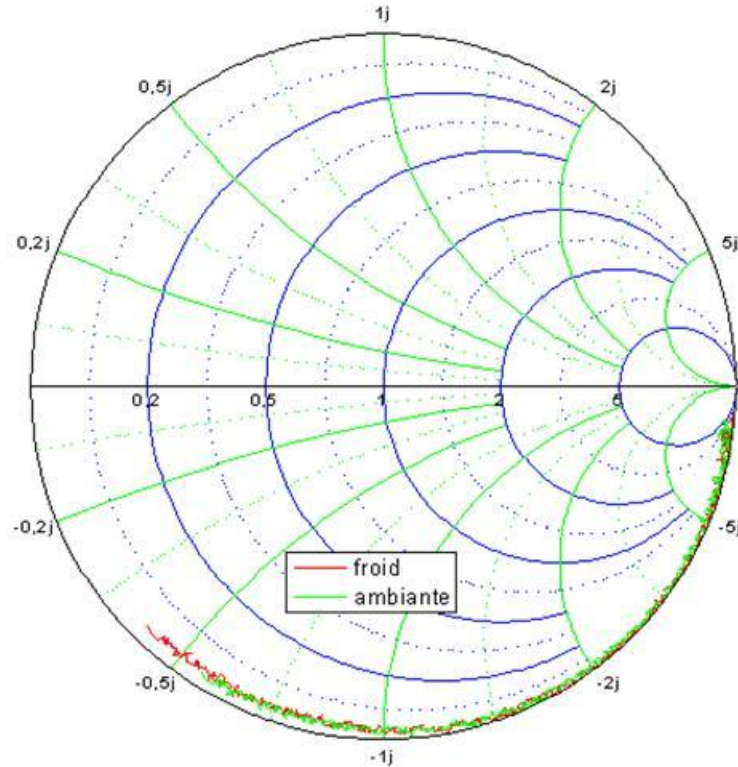


Fig. IV - 19 : Abaque de Smith d'un circuit ouvert (pas de SNSPD branché) entre 130MHz-3GHz, à température ambiante et à 4,2K. On ne voit qu'une très légère différence entre les deux tracés, se manifestant principalement à haute fréquence.

Les mesures sont effectuées à aussi basse fréquence que possible (130MHz pour notre VNA), jusqu'à 3GHz afin de voir le 1^{er} pic de résonance du système. En effet, la partie inductive du dispositif (SNSPD+support+fils d'or) constitue, avec les capacités parasites, un circuit résonant. A partir du tracé de la partie imaginaire de l'impédance (c'est à dire la partie non résistive), on peut en extraire les valeurs de la capacité parasite et de l'inductance du dispositif.

Il n'est pas souhaitable de monter à plus haute fréquence, car il devient alors difficile de donner un sens à la mesure, du fait des incertitudes sur l'origine des capacités ou inductances parasites, et sur leur évolution à haute fréquence.

Mesures et extraction des paramètres

Les mesures ont été faites sur différents SNSPD issus des méthodes classiques de fabrication. Le paramètre important est le nombre de carrés, puisque l'inductance lui est directement proportionnelle.

Les courbes mesurées sont l'abaque de Smith, l'impédance Z , le paramètre S_{11} et sa phase ϕ . Ces courbes sont mesurées pour plusieurs puissances injectées (-35dBm à -55 dBm, constituant la limite basse de notre VNA, avec des pas de 5dBm).

- Méthode d'extraction

A l'aide de l'abaque de Smith, on extrait la partie imaginaire de l'impédance, que l'on retrace en fonction de la fréquence.

Cette partie imaginaire correspond à un circuit LC résonant (Fig.IV-20), dont l'impédance vaut $Z = \frac{Lw}{\sqrt{1-LCw^2}}$. Il reste alors à trouver les bonnes valeurs de L et C pour retrouver la courbe expérimentale.

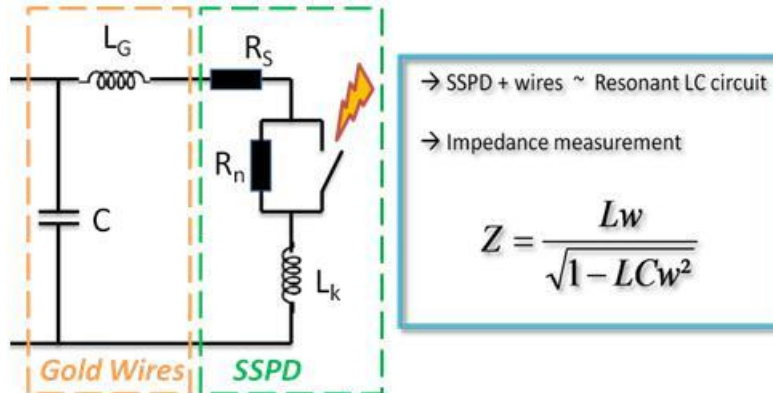


Fig. IV - 20 : Modèle électrique du dispositif mesuré, comprenant le détecteur (R_n , R_S , L_k) et les microsoudures (C , L_G) en or. R_S désigne la résistance surfacique spécifique aux supraconducteurs en radiofréquences.

Cette méthode laisse des incertitudes de l'ordre de 5% sur les valeurs de L et C, sachant de plus que ces valeurs sont celles du dispositif tout entier et pas seulement du SNSPD. Il faut donc quantifier la contribution du support et des fils d'or avant d'accéder à l'inductance du SNSPD.

- Impact des microsoudures en or

Des mesures effectuées sur plusieurs bondings différents ont permis d'évaluer leur contribution en inductance et capacité (Fig.IV-21).

L'inductance parasite provient des fils d'or (environ 1.5nH/mm de fil), et non du plan d'or sur l'échantillon. En effet des mesures sur des fils d'or de longueur similaire mais soudés en des emplacements bien différents sur la puce donnent des valeurs de L et C très proches.

La capacité parasite semble être constante à 1.25 pF environ, et semble être située au niveau de la microsoudure du fil d'or ou de la fixation à laque d'argent. Sa valeur semble invariante avec la longueur du fil.

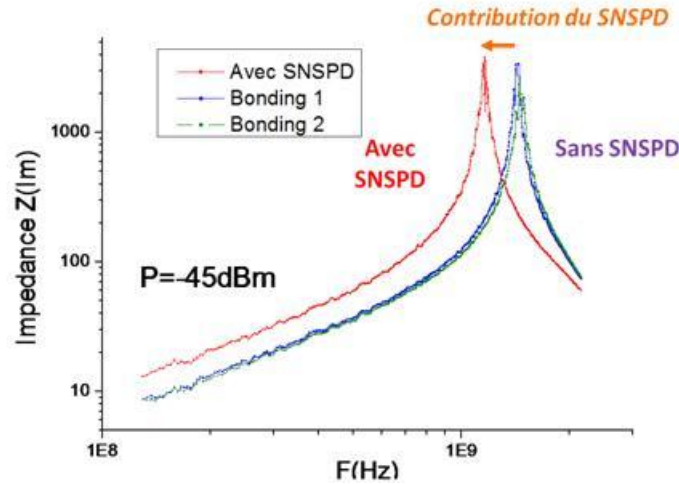


Fig. IV - 21 : Mesures de la partie imaginaire de l'impédance, avec SNSPD et sans (pour 2 bondings similaires en longueur de fil d'or, mais soudés en des endroits différents). On voit que l'influence du SNSPD se démarque clairement de celle des bondings en or.

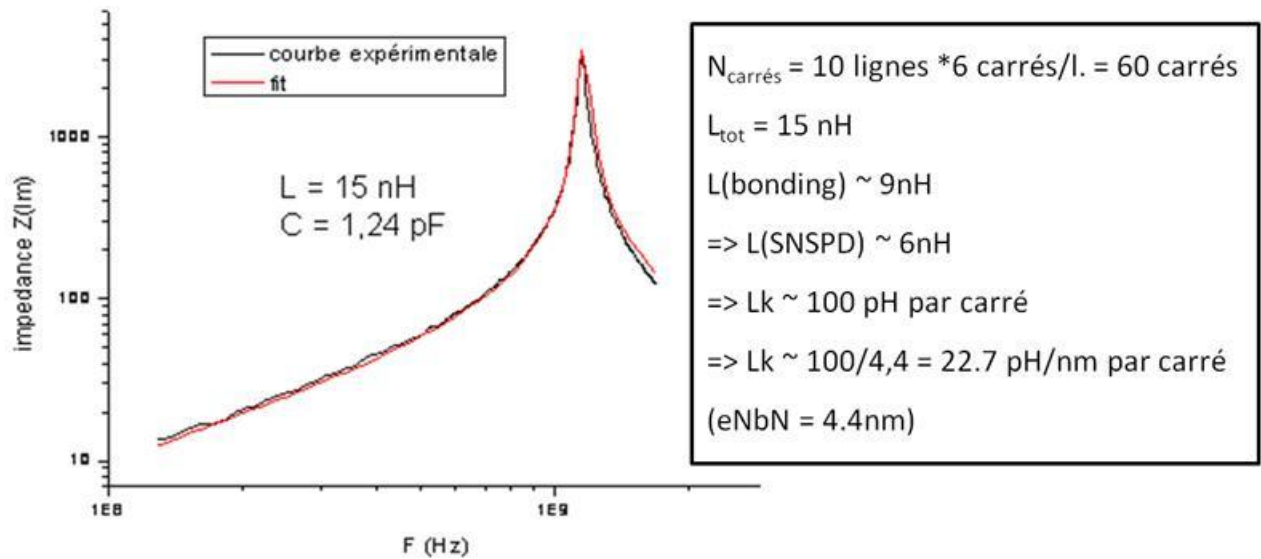


Fig. IV - 22 : Mesure et fit de la partie imaginaire de l'impédance d'un micropont de largeur $1\mu\text{m}$, comportant 60 carrés. On trouve une valeur proche de 23 pH/nm par carré pour l'inductance du SNSPD.

5.3.2.2.3. Conclusions

Grâce à ces mesures, nous avons été capables de déterminer l'inductance cinétique de nos détecteurs, et d'en déduire une valeur linéique à environ 23 pH.nm (Fig.IV-22). Il est à noter que nos résultats ont été corroborés par des mesures croisées réalisées par une autre équipe du groupe Sinphonia^a, portant sur le temps de rétablissement du détecteur, ce qui valide la méthode de caractérisation.

^a Projet STREP financé par la commission Européenne, contrat n°NMP4-CT-2005-16433.

Certains résultats (Annexe B) restent cependant mal compris, notamment concernant le comportement du détecteur à des puissances et températures variables : ainsi en augmentant la puissance injectée, on assiste à des « décrochages » à basses fréquences, où la réponse du détecteur change d'allure (alors que la théorie des supraconducteurs en RF prévoit un décrochage à très haute fréquences), et adopte un profil qui ne correspond plus à la réponse que l'on connaît du détecteur supraconducteur. Ce comportement n'avait pas été mis en évidence dans les autres travaux réalisés jusqu'ici sur le sujet, peut être du fait de la différence de méthode.

Par manque de données et de possibilités de mesures supplémentaires (contrôle en température, fréquences < 130kHz impossibles, plage de puissances de signal réduite...), la question de la réponse du détecteur aux signaux RF n'a pas été approfondie.

5.3.3. Caractérisations électro-optiques des détecteurs

Ce montage polyvalent permet de réaliser les mesures électriques et optiques. Mis en place il y a 3 ans, il a subi quelques modifications et améliorations spécifiques au SWIFTS, notamment au niveau de l'agencement des parties et du maintien mécanique des éléments.

5.3.3.1. Grandeurs mesurées et enjeux

On mesure ici la réponse du détecteur à la lumière. En comparant les énergies lumineuses détectée ($E_{\text{détect}} = h\nu.N_{\text{coups}}$, avec h la constante de Planck et ν la fréquence de l'onde lumineuse) et injectée (mesurée au puissance-mètre), on peut ainsi établir l'efficacité globale du détecteur (DE – *Detection Efficiency*) ainsi que son efficacité quantique (QE – *Quantum Efficiency*, soit DE/η , avec η le rapport entre surface active et surface éclairée).

On mesure également les coups d'obscurité, ce qui permet d'évaluer le NEP du détecteur.

Enfin, il est également possible, à l'aide d'un polariseur et de fibres à maintien de polarisation, de mesurer l'effet de la polarisation de la lumière injectée sur la détection.

5.3.3.1.1. Instrumentation et mise en œuvre

La chaîne de caractérisation électro-optique est composée des éléments suivants :

- Un laser (ASE large bande 1.52-1.61 μ m Thorlabs-FL7002)
- Un atténuateur manuel (Thorlabs), pour régler la puissance optique envoyée (on la mesure à l'aide d'un puissance-mètre Newport en sortie de l'atténuateur)
- Un circulateur optique Newport
- Un analyseur de spectre
- Alimentation DC : composée d'une source de tension Keithley en série avec une résistance de 1 Ω .
- Un té de polarisation (*bias-tee*)
- Un étage d'amplification (40dB, 20GHz), alimenté (+/-15V) de préférence par des batteries pour limiter le bruit.
- Un compteur d'impulsions large bande (200MHz, Stanford SR400), qui peut être remplacé par un oscilloscope rapide (3GHz) pour relever le profil des pics de tension.

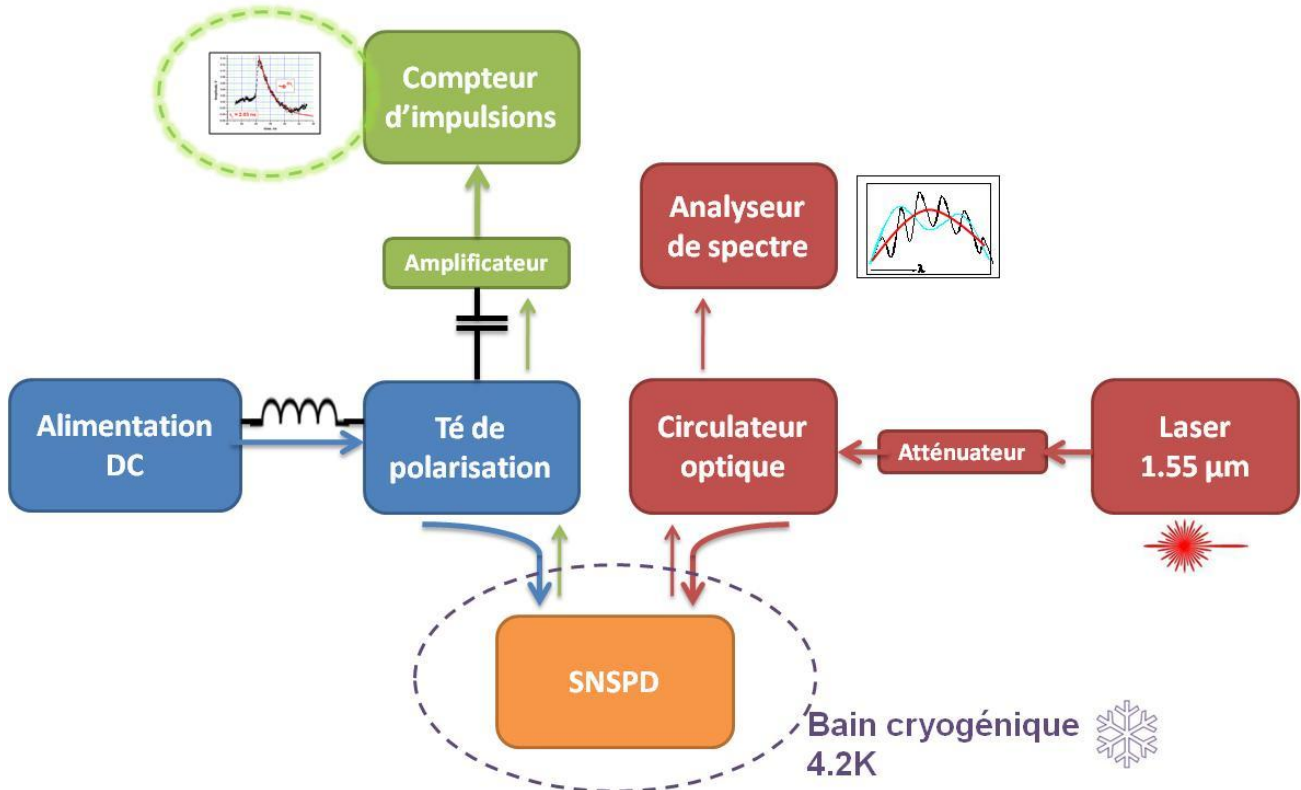


Fig. IV - 23 : Diagramme du montage de caractérisation des SNSPD.

Les connexions électriques sont réalisées par des câbles coaxiaux ($R_0 = 50\Omega$, BP 10GHz), permettant de polariser les détecteurs tout en récoltant les signaux de détection. Le courant de polarisation, fixé à l'aide d'une source de tension Keithley en série sur une résistance de 1Ω , est injecté dans un Bias-Tee qui véhicule ce courant DC vers le détecteur, tout en redirigeant les signaux rapides de détection en retour vers le compteur d'impulsions. Un étage d'amplification est ajouté auparavant afin distinguer ces signaux (dont l'amplitude est de l'ordre de $R_0 \cdot I_c \sim 50\Omega \times 25\mu A = 1.25mV$) du bruit présent dans le circuit électrique. Des filtres Microcircuits sont également ajoutés avant le bias tee pour limiter les fluctuations du courant de polarisation.

Les connexions optiques sont réalisées à l'aide de fibres monomodes (Thorlabs). Le signal du laser (étroite ou large bande), dont la puissance est contrôlable à l'aide d'un atténuateur manuel et d'un puissance-mètre, est injecté dans un circulateur optique qui dirige la lumière incidente (port 1) vers l'échantillon (port 2), tout en récoltant la lumière réfléchie par celui-ci vers un analyseur de spectre (port 3). Ce dernier sert au contrôle d'approche de la fibre sur la surface de l'échantillon, comme décrit dans [43].

On effectue les mesures à l'aide de programmes Labview spécialement conçus.

5.3.3.1.2. Tracés des caractéristiques de comptage

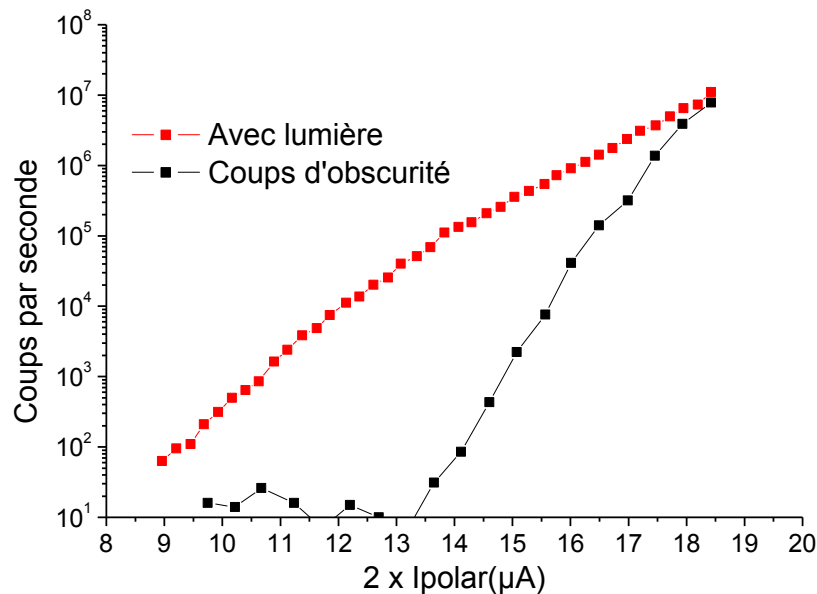


Fig. IV - 24 : Relevé typique d'une caractéristique de comptage de SNSPD. Le facteur 2 dans l'axe des abscisses indiquant le courant de polarisation est dû à un défaut dans le logiciel de mesure : la polarisation réelle est deux fois inférieure aux valeurs indiquées.

Pour tracer la caractéristique des coups d'obscurité, on trace le nombre de coups détectés par seconde (CPS) en fonction du courant de polarisation : en augmentant le courant, on se rapproche de la transition supraconductrice, ce qui facilite l'apparition de coups suite à des fluctuations du paramètre d'ordre. Il a été démontré que l'origine des coups d'obscurité provient, pour nos nanofils, de la nucléation de TAPS [55]-[48].

L'injection de lumière modifie la réponse CPS(i), par des mécanismes microscopiques dont le modèle du hotspot donne une bonne approximation. La présence de lumière entraîne des transitions à des courants plus bas, et le tracé CPS(i) ne suit pas la même loi que la courbe d'obscurité. Sa forme dépend de plusieurs facteurs, dont la température et le rapport longueur d'onde/largeur de nanofil, qui ont été mentionnés plus haut dans la description des mécanismes en jeu dans la détection.

Toutefois il n'existe pas à ce jour de modèle analytique pouvant rendre compte de la dépendance CPS(i) en présence de lumière.

Nous effectuerons ces mêmes tracés dans la caractérisation du SWIFTS, puisqu'il s'agira d'en caractériser la réponse à la lumière.

Le tableau suivant récapitule les différents moyens de caractérisation disponibles, avec les grandeurs associées et les difficultés liées aux mesures.

Caractérisation	Physique	Electrique	Optique
Moyens	<ul style="list-style-type: none"> - R(T) - Réflectométrie X - MEB+AFM 	<ul style="list-style-type: none"> - Banc électrique - Banc RF 	<ul style="list-style-type: none"> - Banc électro-optique
Mesures	<ul style="list-style-type: none"> - Tc - Epaisseurs - Rugosités 	<ul style="list-style-type: none"> - I(V) - Jc - Rcarre - Lk 	<ul style="list-style-type: none"> - QE, DE - Dark counts
Problèmes	<ul style="list-style-type: none"> - Précision des fit (rugosités) 	<ul style="list-style-type: none"> - Limites VNA (F, P(dBm)...) <ul style="list-style-type: none"> - Lenteur de la mesure I-V 	<ul style="list-style-type: none"> - Alignement délicat des piézos - Problème canne (effet d'antenne) - Bruit chaîne de mesure

Tabl IV - 3 : Récapitulatif des moyens de caractérisation et des paramètres observés.

6. Intégration dans le SWIFTS

6.1. Capacités visées

Nous voulons démontrer que nous sommes en mesure de relever de façon fiable le profil de l'onde stationnaire. Pour ce faire, nous proposons d'intégrer un faisceau de nanofils SNSPD sous l'interféromètre. Le nombre de nanofils est limité par la taille de la puce, qui dans sa configuration permet d'agencer 24 voies de mesure.

Ce faible nombre de détecteurs induit inévitablement une très faible résolution spectrale. En effet, 24 détecteurs avec une période de 160nm correspondent à une distance d'analyse des franges L de 3.84μm. Comme nous le verrons dans la partie consacrée aux performances spectroscopiques dans le chapitre 6, ceci donne une résolution potentielle inférieure à 10.

Toutefois l'objectif premier n'est pas d'atteindre de hautes résolutions, mais de démontrer la viabilité technologique du SWIFTS-SNSPD en relevant le profil d'interférences créées. Nous nous contenterons donc de ce faible nombre de détecteurs.

6.2. Choix des dimensions

Les dimensions des détecteurs sont imposées d'une côté par les limites technologiques atteignables, et de l'autre par les exigences d'échantillonnage répondant au critère de Shannon. Ces exigences seront décrites plus en détail dans le prochain chapitre.

6.3. Conditions d'opération

Comme il a été expliqué auparavant dans la partie sur les mécanismes particuliers des détecteurs, les SNSPD doivent opérer en régime mono-photon. Il convient pour cela de bien faire attention aux conditions d'opération : la polarisation en courant et le flux optique injecté doivent être adéquatement réglés.

Références

- [1] A. Semenov, G.N. Gol'tsman, and A.A. Korneev, "Quantum detection by current carrying superconducting film," *Physica C: Superconductivity*, vol. 351, Apr. 2001, pp. 349-356.
- [2] X. Hu, T. Zhong, J.E. White, E.A. Dauler, F. Najafi, C.H. Herder, F.N.C. Wong, and K.K. Berggren, "Fiber-coupled nanowire photon counter at 1550 nm with 24% system detection efficiency.," *Optics letters*, vol. 34, Dec. 2009, pp. 3607-9.
- [3] H. Terai and S. Miki, "Readout Electronics Using Single-Flux-Quantum Circuit Technology for Superconducting Single-Photon Detector Array," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, pp. 350-353.
- [4] H. Terai, S. Miki, T. Yamashita, K. Makise, and Z. Wang, "Demonstration of single-flux-quantum readout operation for superconducting single-photon detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 97, 2010, p. 112510.
- [5] M. Tarkhov, J. Claudon, J.P. Poizat, A.A. Korneev, A. Divochiy, O. Minaeva, V. Seleznev, N. Kaurova, B.M. Voronov, A. Semenov, and G.N. Gol'tsman, "Ultrafast reset time of superconducting single photon detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 92, 2008, p. 241112.
- [6] A. Pearlman, A. Cross, W. Slysz, J. Zhang, A. Verevkin, M. Currie, A.A. Korneev, P. Kouminov, K. Smirnov, B.M. Voronov, G.N. Gol'tsman, and R. Sobolewski, "Gigahertz Counting Rates of NbN Single-Photon Detectors for Quantum Communications," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, Jun. 2005, pp. 579-582.
- [7] V. Anant, A.J. Kerman, E.A. Dauler, J.K.W. Yang, K.M. Rosfjord, and K.K. Berggren, "Optical properties of superconducting nanowire single-photon detectors," *Optics Express*, vol. 16, Jul. 2008, p. 10750.
- [8] E.A. Dauler, "PhD. Thesis - Multi-Element Superconducting Nanowire Single-Photon Detector," 2007.
- [9] F. Marsili, "PhD. Thesis - Single Photon and Photon Number Resolving detectors based on superconducting nanowires," 2010.
- [10] G.S. Buller and R.J. Collins, "Single-photon generation and detection," *Measurement Science and Technology*, vol. 21, Jan. 2010, p. 012002.
- [11] P. LeCoupene, W.K. Lo, and K.R. Wilsher, "An ultra-low dark-count and jitter, superconducting, single-photon detector for emission timing analysis of integrated circuits," *Microelectronics Reliability*, vol. 43, Sep. 2003, pp. 1621-1626.
- [12] F. Stellari and P. Song, "Testing of ultra low voltage CMOS microprocessors using the superconducting single-photon detector (SSPD)," *Proceedings of the 12th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits, 2005. IPFA 2005.*, 2005, pp. 2-2.

- [13] R.H. Hadfield, "Single-photon detectors for optical quantum information applications," *Nature Photonics*, vol. 3, Dec. 2009, pp. 696-705.
- [14] R.J. Collins, R.H. Hadfield, V. Fernandez, S.W. Nam, and G.S. Buller, "Low timing jitter detector for gigahertz quantum key distribution," *Electronics Letters*, vol. 43, 2007, p. 180-181.
- [15] N. Curtz, "PhD. Thesis - Perspectives for quantum communication: sources, processing, and single-photon detection," 2011.
- [16] C. Liang, K.F. Lee, M. Medic, P. Kumar, R.H. Hadfield, and S.W. Nam, "Characterization of fiber-generated entangled photon pairs with superconducting single-photon detectors," *Optics express*, vol. 15, Feb. 2007, pp. 1322-7.
- [17] A.A. Korneev, Y. Vachtomin, O. Minaeva, A. Divochiy, K. Smirnov, O. Okunev, G.N. Gol'tsman, C. Zinoni, N. Chauvin, L. Balet, F. Marsili, D. Bitauld, B. Alloing, L.H. Li, A. Fiore, L. Lunghi, A. Gerardino, M. Halder, C. Jorel, and H. Zbinden, "Single-photon detection system for quantum optics applications," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 13, 2007, p. 944-951.
- [18] M. Halder, A. Beveratos, N. Gisin, V. Scarani, C. Simon, and H. Zbinden, "Entangling independent photons by time measurement," *Nature Physics*, vol. 3, Aug. 2007, pp. 692-695.
- [19] P. Feautrier, E. Le Coarer, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, L. Maingault, J.-C. Villégier, L. Frey, J. Claudon, N. Bergeard, M. Tarkhov, and J.P. Poizat, "High-speed superconducting single photon detectors for innovative astronomical applications," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 97, Feb. 2008, p. 012087.
- [20] P. Kern, E. Le Coarer, and P. Benech, "On-chip spectro-detection for fully integrated coherent beam combiners," *Optics Express*, vol. 17, Feb. 2009, p. 12.
- [21] A. Semenov, H.W. Hübers, A. Engel, and G.N. Gol'tsman, "Superconducting Quantum Detector for Far Infrared Astronomy," 2002, pp. 2-5.
- [22] P. Mangin, *Supraconductivité : un condensât de Physique*, Ecole des Mines de Nancy, 2003.
- [23] R. Setzu, "Thèse de doctorat - Etude et réalisation de jonctions Josephson en NbN à barrière semi-métallique en TaN, application aux circuits logiques micro-ondes à impulsions quantiques RSFQ," 2007.
- [24] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity - 2nd edition*, Dover Publications, 2004.
- [25] F. London and H. London, "Une conception nouvelle de la supra-conductibilité," *Actualités scientifiques et industrielles*, 1935.
- [26] C. Gorter and H. Casimir, "On supraconductivity I," *Physica*, vol. 1, 1934, pp. 306-320.
- [27] A.B. Pippard, "The coherence concept in superconductivity," *Physica*, vol. 19, 1953, pp. 765-774.

- [28] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, "Theory of Superconductivity," *Physical Review*, vol. 108, Dec. 1957, pp. 1175-1204.
- [29] V.L. Ginzburg, "On the theory of superconductivity," *Il Nuovo Cimento*, vol. 2, Dec. 1955, pp. 1234-1250.
- [30] L. Gor'kov, "Microscopic derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity," *Sov. Phys. JETP*, vol. 9, 1959, p. 1364-1367.
- [31] J.-C. Villégier, B. Delaet, P. Feautrier, L. Frey, C. Delacour, and V. Bouchiat, "Fabrication of High-Speed Single Photon Detectors in NbN for Quantum Information Processing," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 43, Jun. 2006, pp. 1373-1376.
- [32] L. Testardi, "Destruction of Superconductivity by Laser Light," *Physical Review B*, vol. 4, Oct. 1971, pp. 2189-2196.
- [33] D.H. Andrews, R.M. Milton, and W. Desorbo, "A Fast Superconducting Bolometer," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 36, Sep. 1946, p. 518.
- [34] N. Fuson, "The infra-red sensitivity of superconducting bolometers.," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 38, Oct. 1948, pp. 845-53.
- [35] C. Owen and D.J. Scalapino, "Superconducting State under the Influence of External Dynamic Pair Breaking," *Physical Review Letters*, vol. 28, Jun. 1972, pp. 1559-1561.
- [36] J.-J. Chang and D.J. Scalapino, "New instability in superconductors under external dynamic pair breaking," *Physical Review B*, vol. 10, Nov. 1974, pp. 4047-4049.
- [37] W. Parker, "Modified heating theory of nonequilibrium superconductors," *Physical Review B*, vol. 12, Nov. 1975, pp. 3667-3672.
- [38] N. Perrin and C. Vanneste, "Response of superconducting films to a periodic optical irradiation," *Physical Review B*, vol. 28, Nov. 1983, pp. 5150-5159.
- [39] A. Rothwarf and B.N. Taylor, "Measurement of Recombination Lifetimes in Superconductors," *Physical Review Letters*, vol. 19, Jul. 1967, pp. 27-30.
- [40] K.S. Il'in, M. Lindgren, M. Currie, A. Semenov, G.N. Gol'tsman, R. Sobolewski, S.I. Cherednichenko, and E.M. Gershenzon, "Picosecond hot-electron energy relaxation in NbN superconducting photodetectors," *Applied Physics Letters*, vol. 76, 2000, p. 2752.
- [41] A. Semenov, R. Nebosis, Y. Gousev, M. Heusinger, and K. Renk, "Analysis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of a two-temperature model," *Physical Review B*, vol. 52, Jul. 1995, pp. 581-590.

- [42] G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B.M. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, "Picosecond superconducting single-photon optical detector," *Applied Physics Letters*, vol. 79, 2001, p. 705.
- [43] R. Espiau de Lamaestre, L. Maingault, L. Frey, C. Constancias, P. Cavalier, J.-C. Villégier, P. Odier, and J.P. Poizat, "Superconducting single photon detectors for ultrasensitive visible and IR detection," *Proceedings of SPIE*, vol. 33, 2009, p. 72490Q-72490Q-12.
- [44] E. Reiger, S.N. Dorenbos, V. Zwiller, A.A. Korneev, G. Chulkova, I. Milostnaya, O. Minaeva, G.N. Gol'tsman, J. Kitaygorsky, D. Pan, W. Słysz, A. Jukna, and R. Sobolewski, "Spectroscopy With Nanostructured Superconducting Single Photon Detectors," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, 2007, pp. 934-943.
- [45] J. Zhang, W. Słysz, a Pearlman, a Verevkin, R. Sobolewski, O. Okunev, G. Chulkova, and G.N. Gol'tsman, "Time delay of resistive-state formation in superconducting stripes excited by single optical photons," *Physical Review B*, vol. 67, Apr. 2003, pp. 2-5.
- [46] A. Semenov, A. Engel, H.W. Hübers, K.S. Il'in, and M. Siegel, "Spectral cut-off in the efficiency of the resistive state formation caused by absorption of a single-photon in current-carrying superconducting nano-strips," *The European Physical Journal B*, vol. 47, Nov. 2005, pp. 495-501.
- [47] A. Semenov, A. Engel, K.S. Il'in, M. Siegel, and H.W. Hübers, "Noise of a Superconducting Photon Detector," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, Jun. 2005, pp. 518-521.
- [48] J. Kitaygorsky, J. Zhang, A. Verevkin, A. Sergeev, A.A. Korneev, V. Matvienko, P. Kouminov, K. Smirnov, B.M. Voronov, G.N. Gol'tsman, and R. Sobolewski, "Origin of Dark Counts in Nanostructured NbN Single-Photon Detectors," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, Jun. 2005, pp. 545-548.
- [49] M. Tinkham and C.N. Lau, "Quantum limit to phase coherence in thin superconducting wires," *Applied Physics Letters*, vol. 80, 2002, p. 2946.
- [50] F. Jelila, J.P. Maneval, F.R. Ladan, F. Chibane, A. Marie-de-Ficquelmont, L. Méchin, J.-C. Villégier, M. Aprili, and J. Lesueur, "Time of Nucleation of Phase-Slip Centers in YBa₂Cu₃O₇ Superconducting Bridges," *Physical Review Letters*, vol. 81, Aug. 1998, pp. 1933-1936.
- [51] M. Tinkham, C.N. Lau, and N. Markovic, "Resistance induced by quantum phase-slips in superconducting nanowires," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 18, Mar. 2003, pp. 308 - 311.
- [52] J.P. Maneval, K. Harrabi, V.D. Lam, F. Boyer, and F.R. Ladan, "Extended domain of existence for PSCs in superconductors," *Journal of superconductivity*, vol. 15, 2002, p. 417-419.
- [53] D. McCumber and B. Halperin, "Time Scale of Intrinsic Resistive Fluctuations in Thin Superconducting Wires," *Physical Review B*, vol. 1, Feb. 1970, pp. 1054-1070.

- [54] J. Langer and V. Ambegaokar, "Intrinsic Resistive Transition in Narrow Superconducting Channels," *Physical Review*, vol. 164, Dec. 1967, pp. 498-510.
- [55] J. Kitaygorsky, "PhD. Thesis - Photon and Dark Counts in NbN Superconducting Single-Photon Detectors and Nanostripes", 2008.
- [56] A.J. Kerman, E.A. Dauler, W.E. Keicher, J.K.W. Yang, K.K. Berggren, G.N. Gol'tsman, and B.M. Voronov, "Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters," *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006, pp. 111-116.
- [57] A.J. Annunziata, "PhD. Thesis - Single-Photon Detection, Kinetic Inductance, and Non-Equilibrium Dynamics in Niobium and Niobium Nitride Superconducting Nanowires," 2010.
- [58] A.J. Kerman, J.K.W. Yang, R.J. Molnar, E.A. Dauler, and K.K. Berggren, "Electrothermal feedback in superconducting nanowire single-photon detectors," *Physical Review B*, vol. 79, Mar. 2009, pp. 1-4.
- [59] E.A. Dauler, B. Robinson, A.J. Kerman, J.K.W. Yang, K.M. Rosfjord, V. Anant, B.M. Voronov, G.N. Gol'tsman, and K.K. Berggren, "Multi-Element Superconducting Nanowire Single-Photon Detector," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, Jun. 2007, pp. 279-284.
- [60] L. Maingault, M. Tarkhov, I. Florya, A. Semenov, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, G.N. Gol'tsman, J.P. Poizat, and J.-C. Villégier, "Spectral dependency of superconducting single photon detectors," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, 2010, p. 116103.
- [61] A. Semenov, P. Haas, B. Günther, H.W. Hübers, K.S. Il'in, M. Siegel, A. Kirste, J. Beyer, D. Drung, T. Schurig, and K. Smirnov, "An energy-resolving superconducting nanowire photon counter," *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, Oct. 2007, pp. 919-924.
- [62] G.N. Gol'tsman, O. Minaeva, A.A. Korneev, M. Tarkhov, I. Rubtsova, A. Divochiy, I. Milostnaya, G. Chulkova, N. Kaurova, B.M. Voronov, D. Pan, J. Kitaygorsky, A. Cross, A. Pearlman, I. Komissarov, W. Slys, M. Wegrzecki, P. Grabiec, and R. Sobolewski, "Middle-Infrared to Visible-Light Ultrafast Superconducting Single-Photon Detectors," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, Jun. 2007, pp. 246-251.
- [63] Y. Korneeva, I. Florya, A. Semenov, A.A. Korneev, and G.N. Gol'tsman, "New Generation of Nanowire NbN Superconducting Single-Photon Detector," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2011, pp. 8-11.
- [64] E.A. Dauler, A.J. Kerman, B. Robinson, J.K.W. Yang, B.M. Voronov, G.N. Gol'tsman, S. Hamilton, and K.K. Berggren, "Photon-number-resolution with sub-30-ps timing using multi-element superconducting nanowire single photon detectors," *Journal of Modern Optics*, vol. 56, Jan. 2009, pp. 364-373.
- [65] M. Ejrnaes, A. Casaburi, O. Quaranta, S. Marchetti, A. Gaggero, F. Mattioli, R. Leoni, S. Pagano, and R. Cristiano, "Characterization of parallel superconducting nanowire single photon detectors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, May. 2009, p. 055006.

- [66] T. Yamashita, S. Miki, W. Qiu, M. Fujiwara, M. Sasaki, and Z. Wang, "Temperature Dependent Performances of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors in an Ultralow-Temperature Region," *Applied Physics Express*, vol. 3, Sep. 2010, p. 102502.
- [67] X.F. Shen, L.X. You, S.J. Chen, X.Y. Yang, and L.M. Qiu, "Performance of superconducting nanowire single photon detection system with different temperature variation," *Cryogenics*, vol. 50, Oct. 2010, pp. 708-710.
- [68] D.D. Bacon, A.T. English, S. Nakahara, F.G. Peters, H. Schreiber, W.R. Sinclair, and R.B. van Dover, "Properties of NbN thin films deposited on ambient temperature substrates," *Journal of Applied Physics*, vol. 54, 1983, p. 6509.
- [69] E.J. Cukauskas, W.L. Carter, and S.B. Qadri, "Superconducting and structure properties of niobium nitride prepared by RF magnetron sputtering," *Journal of Applied Physics*, vol. 57, 1985, p. 2538.
- [70] J.-C. Villégier, N. Hadacek, S. Monso, B. Delaet, A. Roussy, P. Febvre, G. Lamura, and J.-Y. Laval, "NbN multilayer technology on R-plane sapphire," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, Mar. 2001, pp. 68-71.
- [71] G. Lamura, J.-C. Villégier, A. Gauzzi, J. Le Cochec, J.-Y. Laval, B. Plaçais, N. Hadacek, and J. Bok, "Granularity-induced gapless superconductivity in NbN films: Evidence of thermal phase fluctuations," *Physical Review B*, vol. 65, Feb. 2002, pp. 1-4.
- [72] K. Mbaye, M. Pham Tu, N.T. Viet, L. Wartski, and J.-C. Villégier, "Elaboration et caractérisation en hyperfréquences de films minces de NbN," *Revue de Physique Appliquée*, vol. 20, 1985, pp. 457-463.
- [73] R. Espiau de Lamaestre, P. Odier, E. Bellet-Amalric, P. Cavalier, S. Pouget, and J.-C. Villégier, "High quality ultrathin NbN layers on sapphire for superconducting single photon detectors," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 97, Feb. 2008, p. 012046.
- [74] J.-C. Villégier, S. Bouat, P. Cavalier, R. Setzu, R. Espiau de Lamaestre, C. Jorel, P. Odier, B. Guillet, L. Mechin, and M.P. Chauvat, "Epitaxial growth of sputtered ultra-thin NbN layers and junctions on sapphire," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, p. 3375-3378.
- [75] R. Espiau de Lamaestre, P. Odier, and J.-C. Villégier, "Microstructure of NbN epitaxial ultrathin films grown on A-, M-, and R-plane sapphire," *Applied Physics Letters*, vol. 91, 2007, p. 232501.
- [76] A. Semenov, P. Haas, B. Günther, H.W. Hübers, K.S. Il'in, and M. Siegel, "Energy Resolution of a Superconducting Nanowire Single-Photon Detector," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 151, Jan. 2008, pp. 564-569.
- [77] B. Delaet, J.-C. Villégier, W. Escoffier, J. Thomassin, P. Feautrier, I. Wang, P. Renaudgoud, and J.P. Poizat, "Fabrication and characterization of ultra-thin NbN hot electron bolometer for near infrared single photon detection," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 520, Mar. 2004, pp. 541-543.

- [78] C. Constancias, R. Espiau de Lamaestre, O. Louveau, P. Cavalier, and J.-C. Villégier, "Patterning issues in superconducting nanowire single photon detector fabrication," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 25, 2007, p. 2041.
- [79] L. Parratt, "Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays," *Physical Review*, vol. 95, Jul. 1954, pp. 359-369.
- [80] W.J. Skocpol, M.R. Beasley, and M. Tinkham, "Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges," *Journal of Applied Physics*, vol. 45, 1974, p. 4054.
- [81] F. Mattioli, R. Leoni, A. Gaggero, M.G. Castellano, P. Carelli, F. Marsili, and A. Fiore, "Electrical characterization of superconducting single-photon detectors," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, 2007, p. 054302.
- [82] M.W. Johnson and A.M. Kadin, "Anomalous current-dependence of kinetic inductance in ultrathin NbN meander lines," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 7, 1997, p. 3492–3495.
- [83] Z. Yan, "PhD. Thesis - Quantum Optoelectronic Detection and Mixing in the Nanowire Superconducting Structure ," 2009.

Chapitre V - Intégration de la Technologie SWIFTS-SNSPD

1. Du concept instrumental à sa mise en oeuvre.....	140
1.1. Récapitulatif de la conception : dispositif final visé	140
1.2. Fondamentaux sur le système de mesure.....	141
2. Masques de fabrication.....	142
2.1. Eléments de contrôle – canevas et guides	143
2.2. Zone SSPD	145
2.3. Zone SSPD et guides.....	145
2.3.1. Détecteurs testés	147
2.3.2. Guides testés	147
2.4. Zone SWIFTS-SSPD	148
2.4.1. SSPD-inductances secours	148
2.4.2. Répartition des guides	149
2.4.3. Divers	149
2.5. Dessins et codes de placement.....	150
2.6. Jeu de masques final	150
3. Séquence technologique de fabrication.....	154
3.1. Enjeux et difficultés.....	154
3.1.1. Compatibilité technologique des procédés détecteurs/guides.....	154
3.1.2. Définition des nanofils supraconducteurs	155
3.1.2.1. Dessin des motifs.....	155
3.1.2.2. Réalisation par lithographie électronique	157
3.1.3. Réalisation des guides.....	163
3.1.4. « Liftoff » des contacts.....	163
3.1.5. Gravure sur wafer 4’’ isolant	163
3.2. Définition de la séquence complète	164
3.3. Découpe des puces	166
4. Un montage adapté à des besoins exigeants	166
4.1. Un alignement micrométrique en milieu cryogénique	166
4.2. Chaîne de caractérisation électro-optique	168
Références	170

1. Du concept instrumental à sa mise en oeuvre

1.1. Récapitulatif de la conception : dispositif final visé

Le dessin du dispositif final constitue l'aboutissement d'une réflexion qui se situe à plusieurs niveaux, tant sur l'aspect conceptuel que l'aspect pratique.

A partir du choix du modèle SWIFTS-contrapropagatif, la première possibilité était d'avoir 2 voies d'injection, avec 2 fibres en vis-à-vis dans un seul guide droit. Le choix de 2 fibres découlait de considérations liées aux applications en astronomie, où il serait intéressant d'injecter les signaux de 2 télescopes pour les faire interférer.

Le problème qui est rapidement apparu était celui de l'alignement de ces deux fibres. Pour atténuer cet inconvénient, il a ensuite été envisagé d'avoir 2 fibres côte-à-côte, maintenues à l'aide d'un V-groove. Mais cela entraînait toujours des difficultés supplémentaires au niveau technologique pour la mise en place d'une part dans le montage puis dans la mise en oeuvre : il n'était notamment pas garanti par les constructeurs aux températures de l'hélium liquide, du fait de l'utilisation de colles non testées dans ces environnements.

Il a donc été décidé de partir tout d'abord sur l'injection par une seule fibre dans un guide réalisant une boucle, pour pouvoir étudier le cas le plus simple et démontrer la faisabilité de l'instrument, avant d'y apporter des sophistications.

Afin d'exploiter au maximum la surface de la puce, le nombre de nanofils a été fixé à 24, nombre au-delà duquel il est difficile de placer plus de contacts sans multiplexage des signaux.

Voici quelques éléments pour mieux visualiser l'instrument final imaginé après les phases d'études préliminaires, dont nous justifierons plus en détails les dimensionnements des détecteurs dans la suite de ce chapitre :

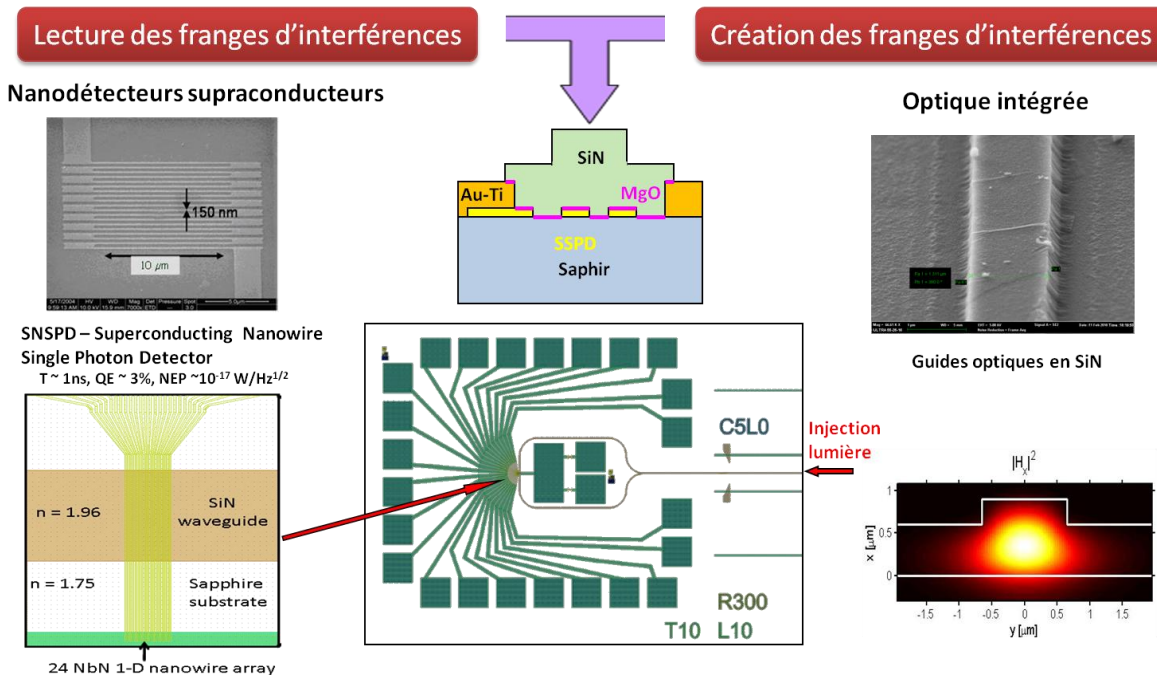


Fig. V - 1 : Diagramme récapitulatif de la conception du SWIFTS-SNSPD

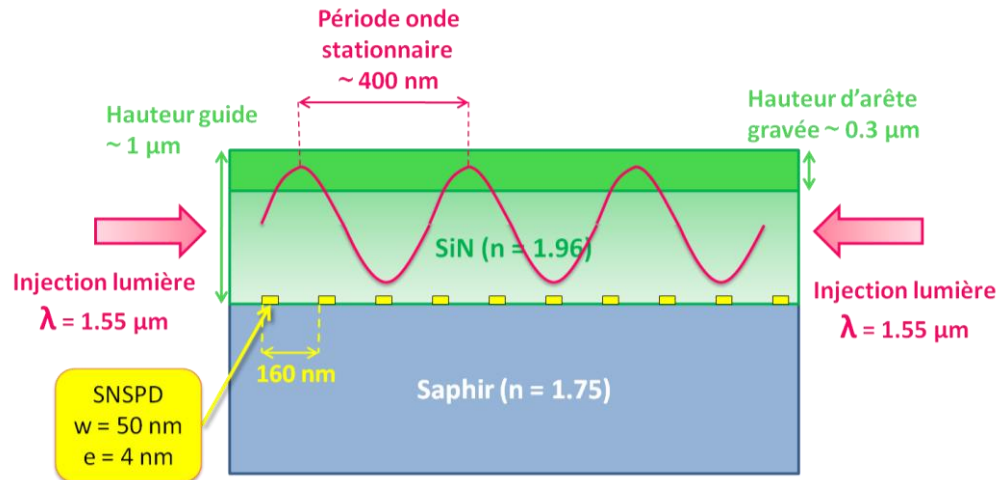


Fig. V - 2 : Schéma du principe de fonctionnement du SWIFTS-SNSPD

Les puces ont été dessinées en prenant en compte les capacités anticipées du montage, qui a du être conçu spécifiquement pour, et dont nous allons décrire quelques contraintes ci-après.

1.2. Fondamentaux sur le système de mesure

L'opération de dispositifs supraconducteurs se fait en milieu cryogénique, dans notre cas celui de l'Hélium liquide (4,2°K). Nous disposons pour cela de vases Dewar de 100 litres, dans laquelle on introduit une canne de mesure où sont fixés les échantillons à mesurer. La canne en soi sert à amener les différents câbles et fibres nécessaires aux caractérisations jusqu'à l'échantillon qui baigne dans l'hélium liquide.

Le montage a été imaginé parallèlement au dessin du dispositif, afin de prévoir des zones de fixation, des tapers d'alignement et des guides d'essai. Il s'inspire d'un montage préexistant développé au laboratoire [1], servant aux caractérisations électro-optiques de SNSPD, mais qui ne convenait pas aux spécificités du SWIFTS, notamment au niveau de l'alignement fibre-tranche de l'échantillon. En effet le précédent montage consistait simplement en une plateforme sur laquelle la puce SSPD était collée horizontalement, avec la fibre nue arrivant au dessus, maintenue par une potence rudimentaire ; celle-ci notamment nécessitait d'importantes améliorations pour une manipulation et un maintien de la fibre plus fiables.

Un problème important concerne l'injection de la lumière dans le guide d'ondes. Habituellement, cette étape n'est pas un obstacle puisque la quasi-totalité des objets d'optique intégrée sont manipulés sur des bancs à l'aide de micro-positionneurs, sous contrôle visuel à l'aide de microscopes. Ici les conditions de travail en milieu cryogénique et les moyens à disposition entraînent une contrainte particulière : nous sommes sans moyen de contrôle visuel in situ, l'échantillon étant plongé dans une bombonne d'hélium liquide. Il fut momentanément question d'une caméra ou d'un fibroscope lentillé pour le contrôle visuel, mais l'espace de manipulation très limité et le coût d'un tel système, ainsi que l'absence de garantie de bon fonctionnement, ont dissuadé leur mise en place.

Conséquemment, différentes solutions ont été envisagées pour faciliter le couplage de l'énergie lumineuse dans le guide : l'utilisation d'un prisme de couplage à collage moléculaire [1], le recours à des réseaux de couplage, ou encore un simple clivage, allié à

des tapers de couplage ou encore des polissages optiques. Il s'est avéré finalement que c'est la solution la plus rudimentaire (celle du clivage) qui est la plus efficace immédiatement.

La priorité du nouveau montage est de pouvoir réaliser un alignement reproductible de la fibre avec le guide d'ondes, dont les dimensions sont de l'ordre de $1\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$. La difficulté réside dans le fait qu'on n'ait pas de capteur nous donnant un positionnement absolu de la fibre vis-à-vis du guide.

L'idée était donc d'aligner au mieux la fibre sur le guide avec un contrôle visuel à chaud, avant la descente dans l'Hélium liquide. Pour dévier le moins possible de cette position lors de la descente, le choix des matériaux des différentes pièces mécaniques s'est porté sur le Cu-Be(2%), dont la rigidité est reconnue pour les applications cryogéniques [2], avec un coefficient de dilatation thermique très faible ($-0,285\%$ à $4,2^\circ\text{K}$).

Une fois à froid, avec les déformations inévitables des différentes parties de la structure, le repositionnement était prévu à l'aide de la réflexion du signal laser sur la surface visée. En effet le signal réfléchi interférant avec le signal incident comme dans le cas d'une cavité de Fabry-Pérot, le profil spectral récolté se voit modifié en fonction de la distance fibre-surface d , suivant une période $\Delta\lambda$ telle que $d = 2\lambda^2/\Delta\lambda$ [1]. Cette méthode de placement permet de se placer à des distances inférieures à $10\mu\text{m}$ de la surface. Le repositionnement latéral est effectué en tentant de maximiser le nombre de coups détectés par un SSPD.

Le principal obstacle du montage SWIFTS-SSPD est qu'on ne peut éclairer directement les détecteurs, puisque ceux-ci sont situés au milieu de la puce, sous un guide d'onde, dans lequel on injecte latéralement la lumière. Leur détection est donc entièrement conditionnée par l'alignement fibre-guide, et on ne peut avoir d'indice clair sur l'écart relatif à cet alignement : soit on est aligné et on a un signal de détection élevé, soit on ne l'est pas et le signal de détection est très faible, sans intermédiaire. Il est donc difficile de faire un alignement progressif.

Nous allons maintenant décrire les masques de fabrication des puces SWIFTS-SNSPD, puis le procédé mis en place pour leur réalisation.

2. Masques de fabrication

Nous avons choisi de réaliser le procédé sur des wafers 4'', soit de surface plus grande que les procédés réalisés jusqu'ici par le groupe [1,3-5]. Cela n'apportait pas de difficulté supplémentaire dans la fabrication, tout en permettant un nombre accru de dispositifs.

Sur la figure suivante, on peut distinguer 3 grandes zones sur le jeu de masques, chacune réservée pour différentes puces et avec des objectifs spécifiques. Le but de la variété des dispositifs est de pouvoir réaliser toutes les mesures utiles à une caractérisation complète des nanofils et des SSPD issus d'un même procédé de fabrication.

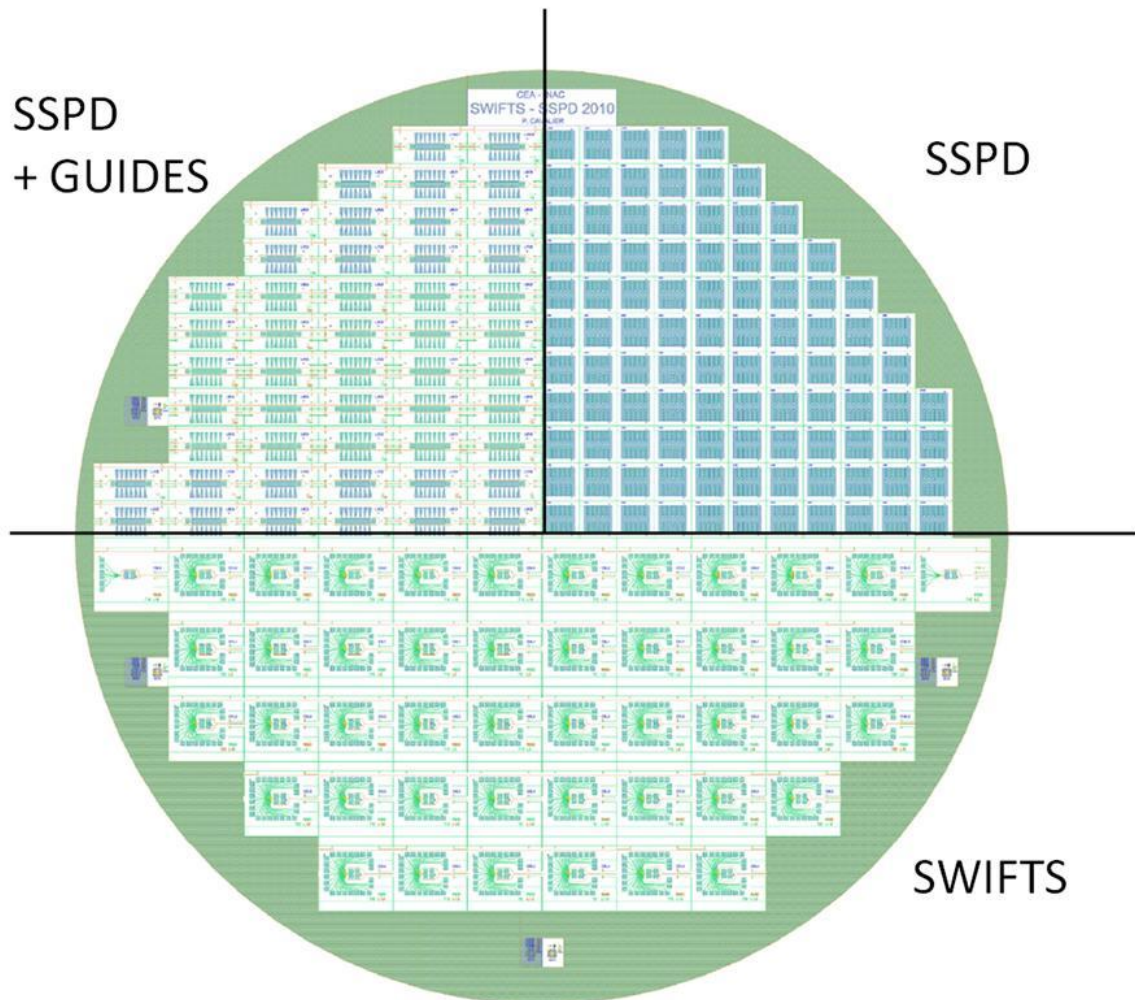


Fig. V - 3 : Vue d'ensemble du masque 100mm pour la fabrication des puces finales, comprenant une zone pour des SNSPD 'classiques' (méandres, spirales...), une zone pour des SNSPD sous guides d'ondes, une zone pour les dispositifs SWIFTS-SNSPD.

Compte tenu de cette variété de dispositifs, il est important de pouvoir les évaluer sous un angle commun : les éléments de contrôle ont été conçus dans cette optique.

2.1. Eléments de contrôle – canevas et guides

Généralement, un problème rencontré régulièrement dans les filières de fabrication concerne l'homogénéité de l'ensemble de la plaque, et la reproductibilité du procédé d'une puce à l'autre. Ainsi, il n'est pas étonnant d'avoir des propriétés finales en moyenne différentes pour des puces situées au centre ou en périphérie du wafer (épaisseurs variables des couches déposées, de la résine couchée, dispersion des vitesses de gravure...). Cela s'avère d'autant plus marqué lors de l'étape de lithographie électronique, où les motifs dessinés sont particulièrement fins et denses.

Pour évaluer plus précisément ces effets, des canevas de contrôle sont placés sur chaque puce du wafer, comportant des méandres de NbN avec des largeurs allant de 30nm jusqu'à 120nm, avec des taux de remplissage variables entre 40-60%. Cela permet d'estimer pour chaque puce la qualité globale de l'étape ebeam à cet emplacement du wafer :

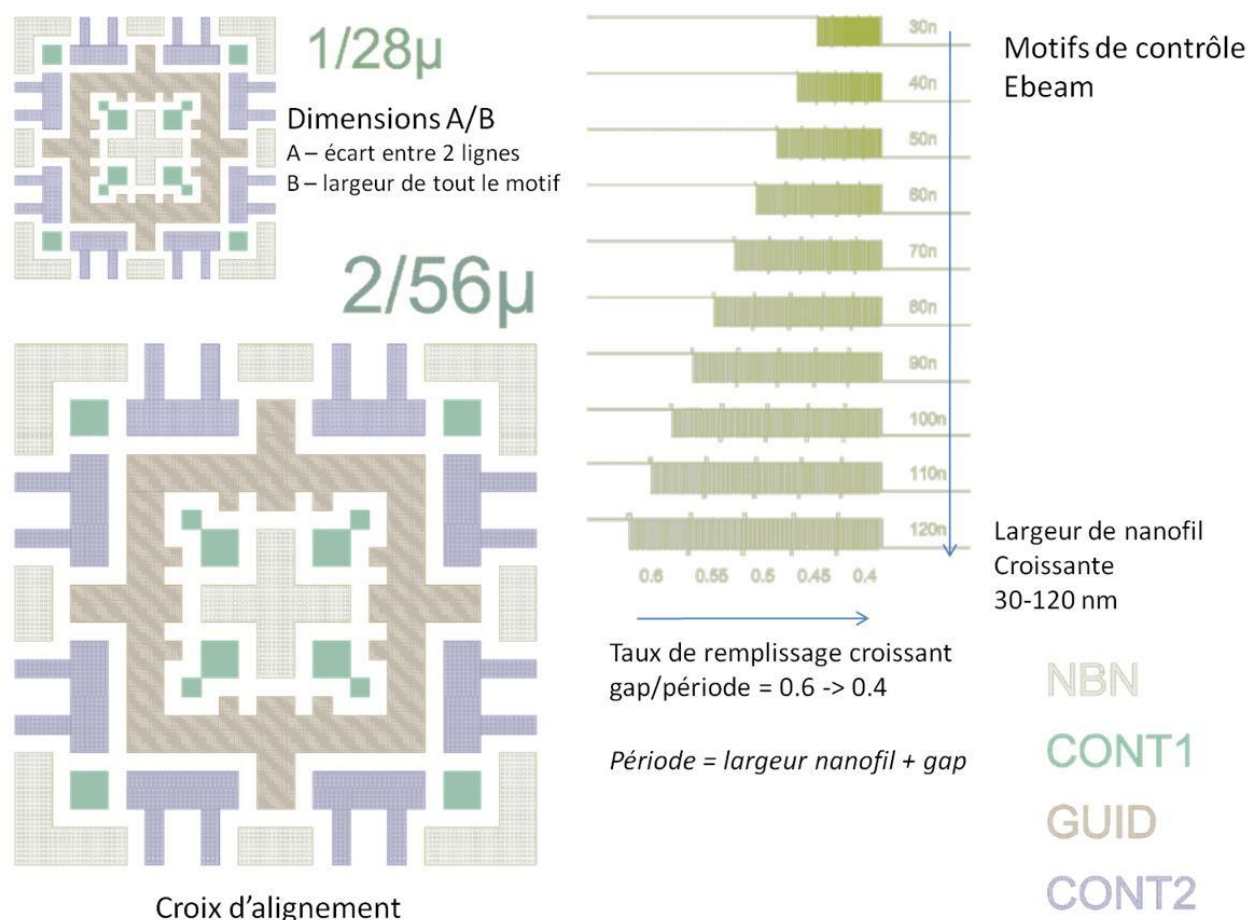


Fig. V - 4 : Canevas de contrôle présents sur chaque puce, comprenant des croix d'alignement de tailles différentes (« 1/28μ » signifie que l'espace minimal entre deux éléments est de 1μm, dans une croix de dimension 28x28μm²). Des motifs de contrôle pour la lithographie électronique sont également présents, sous forme de méandres de largeurs différentes et de taux de remplissage variables.

En plus de cela, il a été ajouté un guide droit de dimensions identiques au guide bouclé, avec les mêmes tapers de couplage, dans un souci de pouvoir tester facilement ses propriétés optiques et par là la qualité du procédé vis-à-vis des exigences en termes de guidage sur l'échantillon.

Ces éléments de contrôle permettront d'avoir une bonne évaluation de la qualité globale du procédé au niveau de chaque puce, que ce soit au niveau optique ou électrique.

On peut également mentionner la présence sur les puces SWIFTS et SSPD avec guides la présence d'un duo de 2 détecteurs SSPD témoins, identique sur toutes les puces : ils peuvent donc servir de dispositif d'évaluation commun.

Nous allons détailler maintenant les 3 grandes zones des masques, avec les variétés de détecteurs et de guides qu'elles contiennent.

2.2. Zone SSPD

Une première zone concerne des dispositifs SSPD classiques, inspirés directement des modèles réalisés au CEA il y a quelques années [4], dans le but de pouvoir comparer directement les détecteurs actuels avec ceux de la filière précédente. (Fig.V-5)

La réalisation de SNSPD classiques ne constitue pas l'objectif principal de la démarche. Toutefois, elle permet de fabriquer des détecteurs à travers la filière SWIFTS, et seront étudiés pour pouvoir estimer leur qualité et notamment l'impact de l'ajout d'une couche de SiN sur les propriétés physiques, électriques et optiques du NbN.

Une partie des masques dessinés a donc été réservée pour ces détecteurs 'classiques'.

Quelques critères ont été retenus dans le choix des SSPD à évaluer :

- Largeurs des fils de NbN
- Nombre de carrés d'un détecteur (rapport longueur/largeur)
- Formes du détecteur : en spirales, méandres ou nanofils
- Taux de remplissage (0.4 – 0.6)
- Taille de pixel (3 – 5 – 7.5 – 10 μm de côté)

On pourra ainsi en caractériser les T_c , I_c , QE, ainsi que leur sensibilité à la polarisation de la lumière. Le tableau listant les détecteurs avec leurs caractéristiques est visible en Annexe C1.

On cherche ici à valider l'aspect « détection sous SiN », avec un large panel de possibilités afin de pouvoir mener des campagnes complètes et approfondies en caractérisation de SSPD.

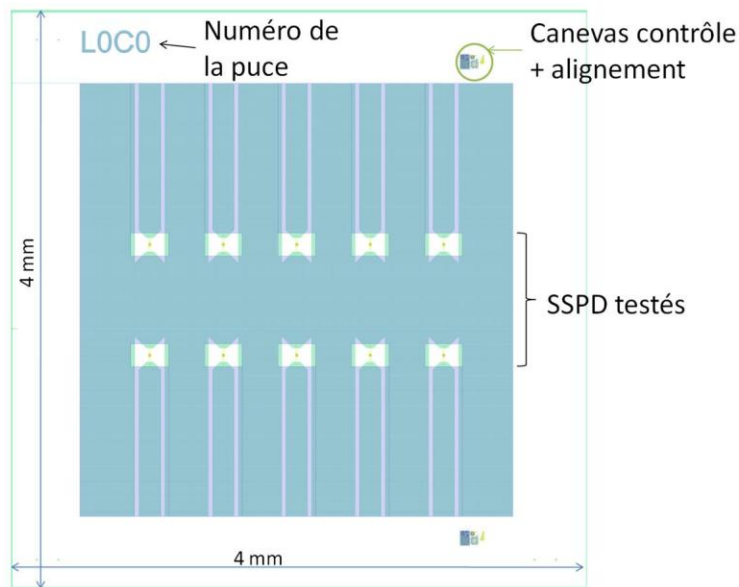


Fig. V - 5 : Géométrie d'une puce classique avec 10 SNSPD.

2.3. Zone SSPD et guides

Une deuxième zone des masques fait intervenir des guides d'ondes sur des SNSPD 'classiques' (Fig.V-6). L'objectif ici est de tester la partie photonique : si l'on peut évaluer le fonctionnement des SNSPD sous la couche de SiN grâce à la partie décrite précédemment, on ne peut pas en déduire les propriétés de détection sous un guide (sans même parler des propriétés du guide en soi).

Ces puces comportent donc des guides de largeurs et de formes différentes, afin de valider les aspects « détection sous guide », relevant de la conception et de la fabrication, et « injection dans le guide », relevant du clivage et du montage.

En ce qui concerne les capacités d'injection, ce fut également l'occasion d'apporter des tapers de couplage différents afin d'en évaluer l'utilité dans la facilité d'alignement fibre-échantillon.

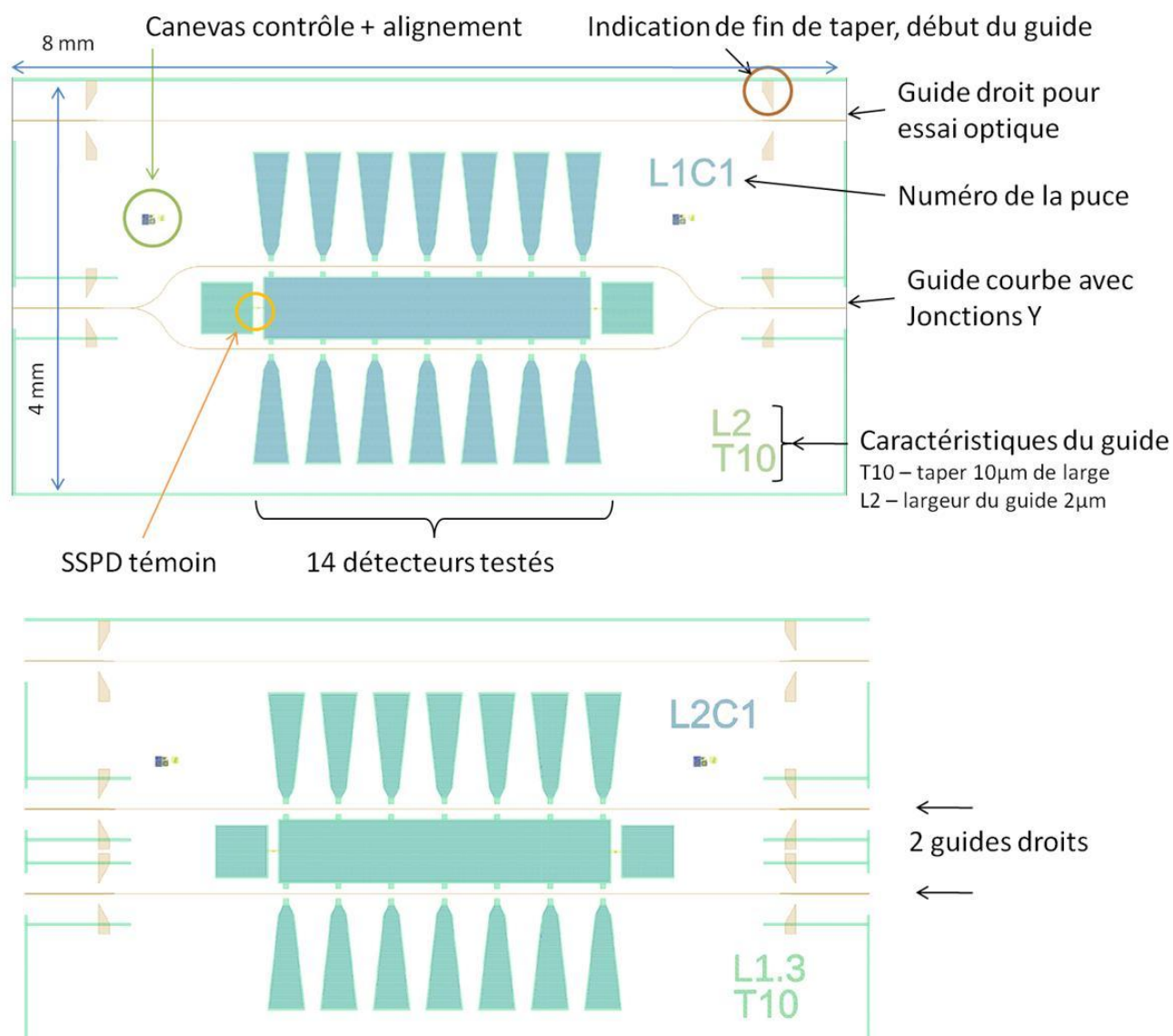


Fig. V - 6 : Géométrie des puces contenant des détecteurs sous guides d'ondes.

Cette zone contient ainsi différents détecteurs et différents guides, que nous allons maintenant détailler.

2.3.1. Détecteurs testés

Cette zone du masque existant surtout pour valider les performances des guides et de l'injection, ce n'est pas tant la variété des détecteurs qui compte. Ainsi, seulement quelques détecteurs ont été sélectionnés (largeurs typiques, nombre de carrés moyen...) afin de voir différentes configurations de détection sous les guides.

D'intéressants essais en lumière polarisée peuvent être réalisés, car des détecteurs aux caractéristiques dimensionnelles identiques ont été placés avec des méandres soit perpendiculaires, soit parallèles, au guide d'ondes qui passe par-dessus (Fig.V-7). Le tableau listant les détecteurs est visible en Annexe C2.

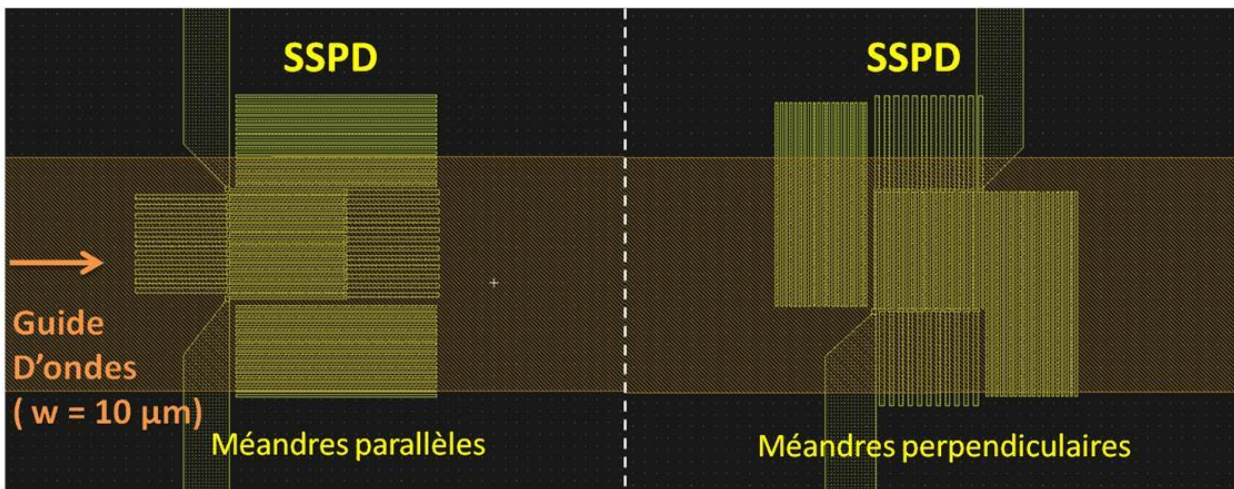


Fig. V - 7 : Méandres SNSPD disposés avec une orientation différente vis-à-vis du guide d'onde.

Si des travaux antérieurs dans différentes équipes (dont le CEA) ont mis à jour une dépendance de la détection des SSPD en fonction de la polarisation de la lumière et de la morphologie du dispositif, aucun essai n'a encore été fait avec des SSPD sous des guides d'ondes tels que ceux réalisés ici [6]-[7]. Ces puces pourront donc être l'objet d'études intéressantes dans cette perspective.

2.3.2. Guides testés

Les guides testés ont pour but de comparer les performances de couplage et guidage des dispositifs.

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre sur l'optique intégrée, des séries de guides ont déjà été produites et testées à part. Les résultats obtenus ont permis de se diriger sur des dimensions de guides plus précises, tout en soulevant d'autres problèmes : l'impact de l'état des flancs de clivage, la nécessité des tapers de couplage, l'influence des courbures, etc.

Cela implique qu'il faille encore tester différentes largeurs de guides et différents tapers, même si la hauteur a pu être fixée à 0.3μ . Des guides droits ou courbes sont également disponibles. La liste est disponible en Annexe C3.

2.4. Zone SWIFTS-SSPD

La dernière zone contient les dispositifs finaux qui nous intéressent, les SWIFTS. Les puces regroupent un faisceau de 24 nanofils SSPD, répartis sous un guide bouclé formant les franges d'interférences.

Afin de pouvoir évaluer au mieux la qualité de la filière de fabrication sur chaque puce, que ce soit au niveau optique aussi bien qu'électrique, la puce SWIFTS a été dessinée de telle façon qu'elle comporte à la fois un guide droit de test et des SSPD classiques, en plus du canevas de contrôle et d'alignement. (Fig.V-8)

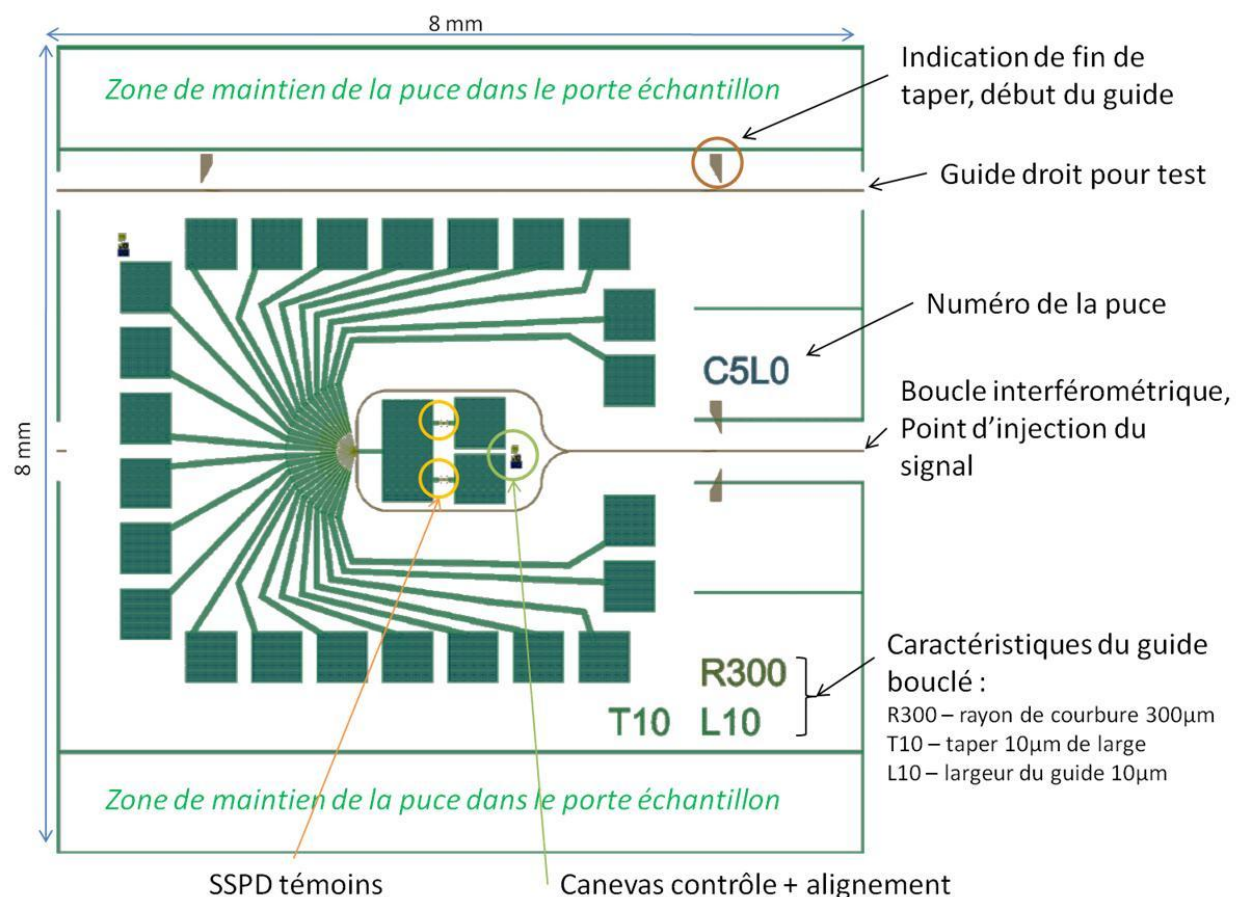


Fig. V - 8 : Vue d'ensemble d'une puce SWIFTS-SNSPD.

2.4.1. SSPD-inductances secours

Comme il a été mentionné dans le chapitre précédent, un problème connu des SSPD concerne le phénomène de 'latching', c'est à dire le blocage en mode résistif du détecteur après une transition. Ce phénomène, aujourd'hui attesté dans plusieurs publications, a auparavant été constaté dans nos manipulations il y a quelques années, notamment lors des études sur SSPD en branches parallèles. En effet, la disposition en parallèle des fils supraconducteurs a pour effet de diviser l'inductance cinétique du détecteur, et ainsi de rendre le retour du courant très rapide, ce qui est à l'origine du phénomène de latching. Si quelques pistes de réflexion avaient été entamées à l'époque, nous n'aurions pas eu l'occasion d'approfondir, même s'il avait été constaté clairement que l'inductance était le facteur déterminant.

Les modèles élaborés jusqu'ici [8] ne permettent toutefois pas d'optimiser précisément les dimensions des nanofils pour atteindre l'inductance seuil sans la dépasser : si les tendances qualitatives $L_k(N_{\text{carrés}})$ sont bien rendues, des divergences quantitatives notables subsistent entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux sur les valeurs seuil, signifiant que les modèles ne sont pas encore aboutis.

Afin d'éviter tout de même ce risque de blocage, il a été prévu de ralentir électriquement le système, en ajoutant aux nanofils initiaux de longues « rallonges » (plus larges pour limiter le risque de transitions intempestives qui pourraient fausser les mesures), avec un format atteignant 1450 carrés, soit une inductance équivalente de l'ordre de 150nH.

En cas d'insuffisance, 2 SSPD de 'secours' ont été placés dans le circuit, respectivement de 1250 et 5000 carrés, qu'il sera possible de brancher ou non suivant les besoins en 'ralentissement'.

De plus, ces SSPD servent également de témoins, afin de pouvoir évaluer sur toute puce SWIFTS la qualité du procédé vis-à-vis des caractéristiques d'un détecteur classique en méandre.

Le volet « détecteurs » de la puce SWIFTS étant ainsi optimisé, le volet « optique intégrée » doit lui aussi être sujet à une étude attentive.

2.4.2. Répartition des guides

Les campagnes d'expériences sur les guides d'onde n'ayant pas permis d'aboutir à une configuration de guide tout à fait optimale, plusieurs géométries de guides sont mises à l'essai, avec des largeurs de guides et de tapers de couplage différents.

Dans un premier temps, le niveau optique du jeu de masques comportait une importante variété de combinaisons largeurs de guide / taper / rayons de courbures, mais compte tenu des évolutions du procédé au fil des mois, un deuxième masque a été réalisé avec une variété réduite. En effet, il venait d'être décidé d'effectuer plusieurs doses d'exposition par plaque, ce qui aurait donné lieu à une trop grande disparité de paramètres d'échantillons avec l'ancien masque, avec des combinaisons de dimensions de guides non présentes d'une dose à l'autre.

Le masque final (GUID_12B) s'est donc établi avec des guides de largeur 1.6 ou 2 μm , des tapers de 2 ou 10 μm , et un rayon de courbure unique à 300 μm . On disposait ainsi d'une variété de doses et de guides permettant de mener une étude comparative des puces résultantes.

2.4.3. Divers

Dans la perspective d'essais plus approfondis ultérieurs, il a été prévu sur le masque des emplacements pour des puces atypiques. Ainsi, 2 puces avec seulement 6 nanofils sont présentes pour voir s'il existe un effet de diffraction par les nanofils de l'onde guidée qui aurait une incidence sur le profil de l'onde stationnaire.

2 autres puces sont également présentes avec 2 entrées d'injection, espacées de 127 μm (soit le diamètre d'une fibre classique, ou la distance cœur à cœur de 2 fibres juxtaposées), pour d'éventuels essais avec 2 fibres côte à côte fixées dans un V-groove.

2.5. Dessins et codes de placement

Le logiciel de dessin utilisé est LayoutEditor.

Afin de pouvoir placer les milliers de détecteurs de façon plus facile et rapide, un code en C++ a été développé afin d'écrire le script de placement. Sa source est visible en Annexe D. Il ne restait alors plus que de choisir et de lister les détecteurs, avant de les soumettre au script qui en produisait une macro lisible par LayoutEditor.

2.6. Jeu de masques final

Les puces ainsi dessinées et agencées sur la plaque, avec le procédé décrit plus haut, un jeu de 3 masques est nécessaire pour mener à bien la fabrication : 1 niveau pour les pads d'or, 1 niveau pour les guides, 1 niveau pour la reprise des contacts. (Fig.V-9-10-11)

Les masques ont été commandés via le LETI chez Compugraphics, avec des grades F5, dont les spécifications permettent des motifs de dimensions critiques (CD – *critical dimension*) de 0.8 μ m, avec une déviation théorique inférieure à 0.1 μ m (*CD mean to target*).

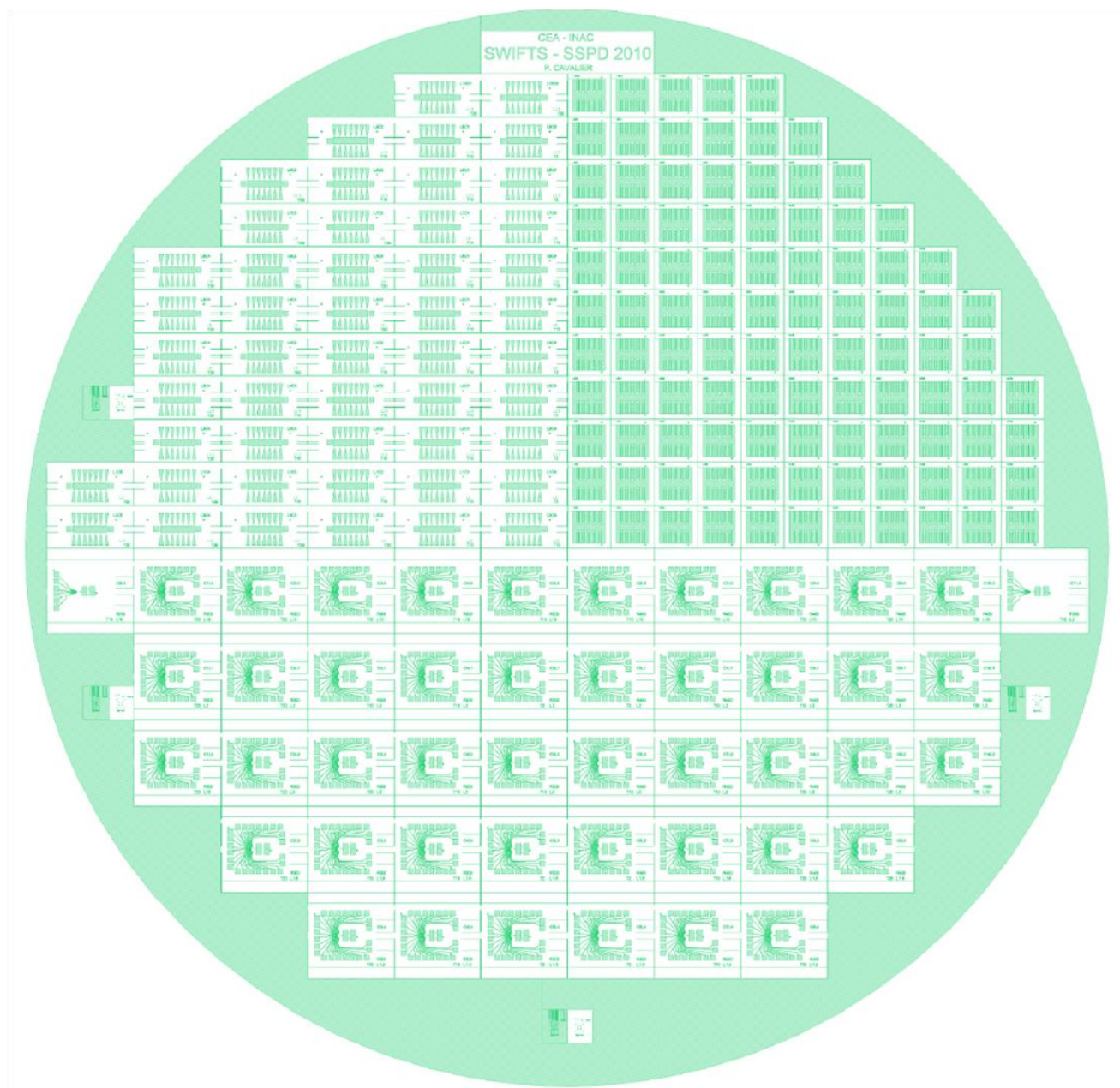


Fig. V - 9 : Masque du niveau de contacts « OR_6A ».

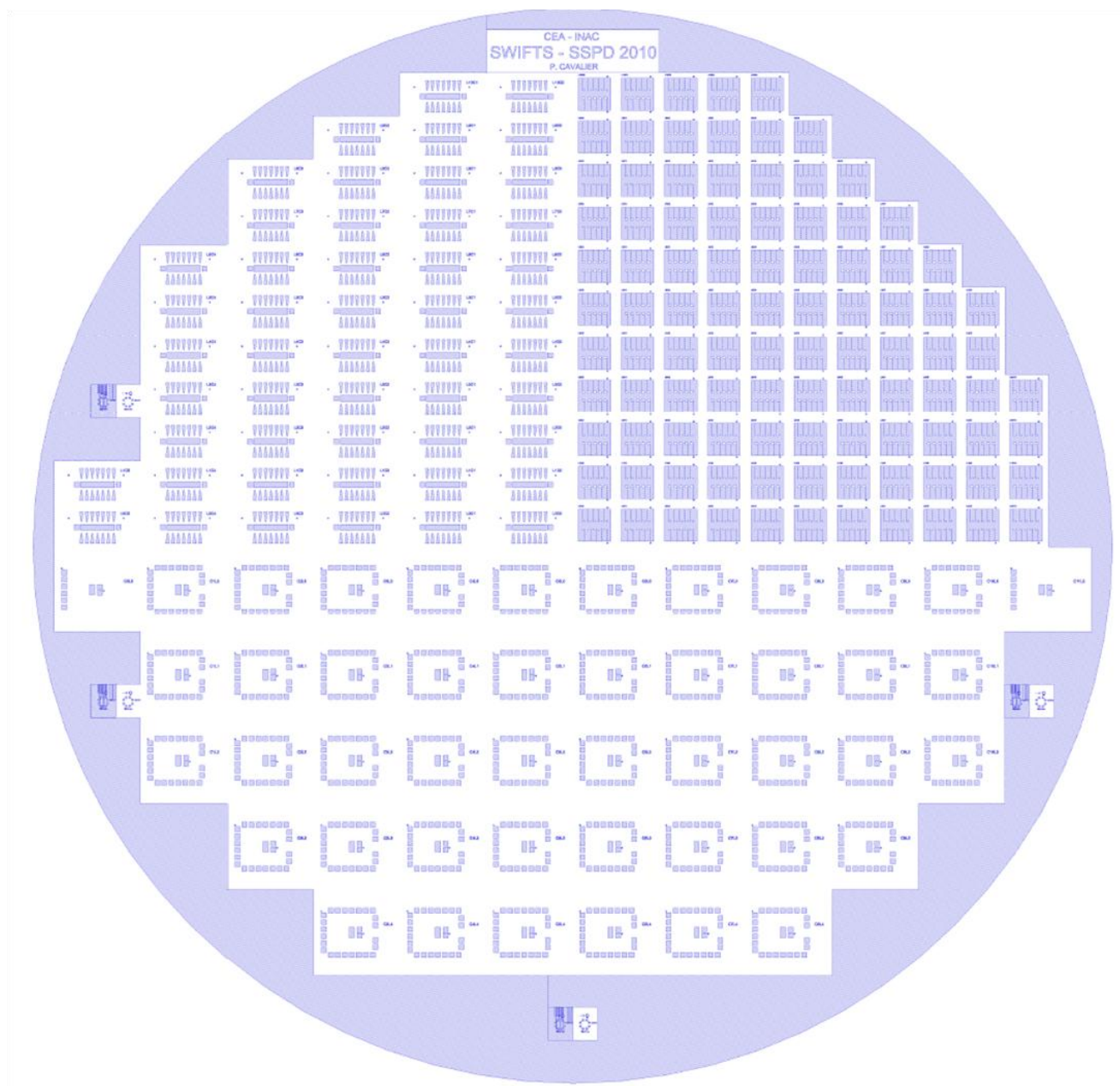


Fig. V - 10 : Masque pour la reprise des contacts sous SiN, « CONT_15A ».

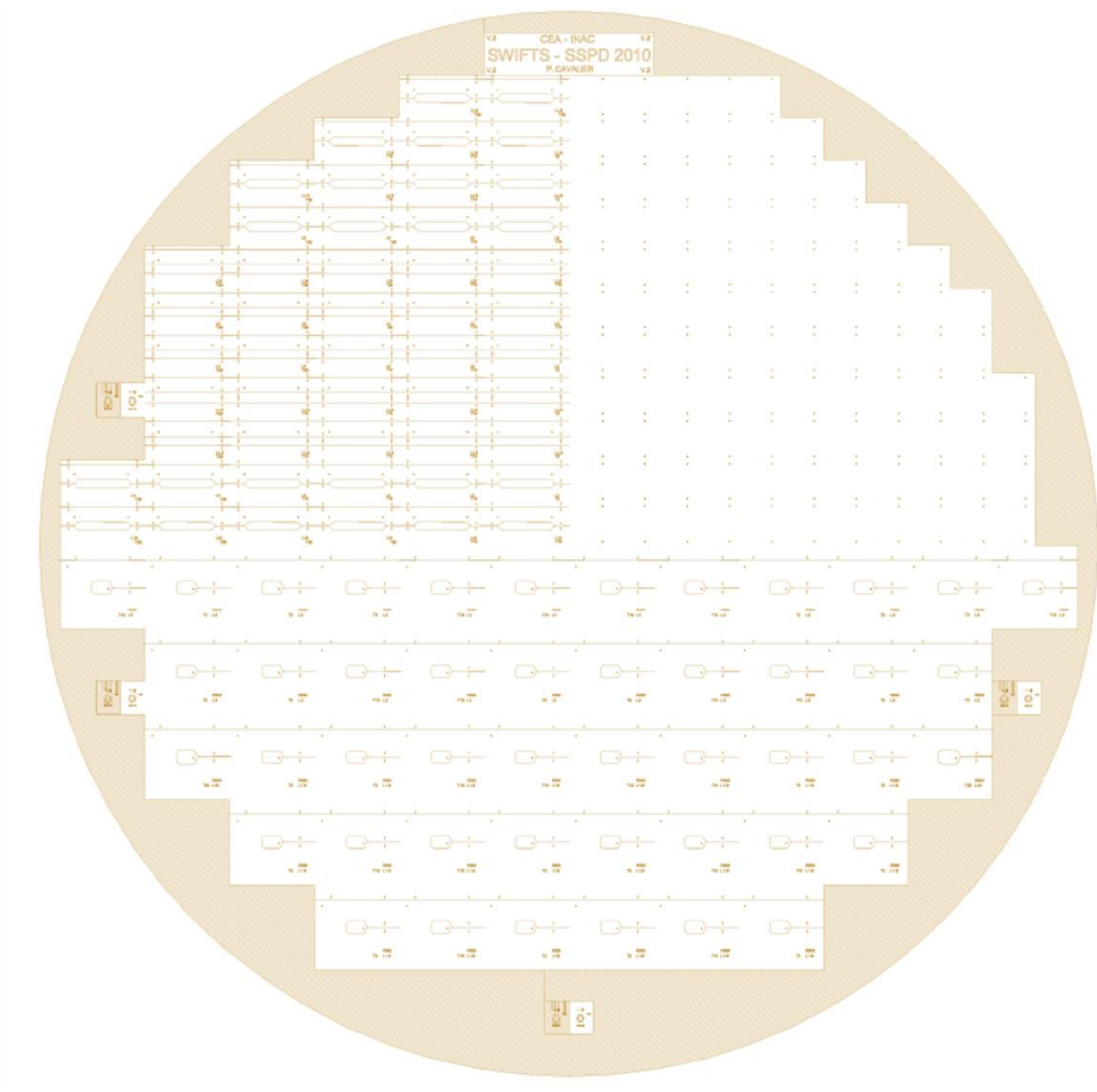


Fig. V - 11 : Masque de définition des guides d'ondes, « GUID_12B ».

Il est à noter qu'il y a eu 2 versions du masque pour la définition des guides d'ondes, avec une variété de dimensions moindre pour la dernière version. En effet, lorsqu'il fut décidé de réaliser des expositions ebeam à dose variable sur une même plaque, il a fallu restreindre la sélection des guides pour conserver une même variété de guides pour chaque dose.

Dans le 2^e masque (« GUID_12B »), les guides ont alors été limités à 1.6 ou 2 μ m de large, pour une courbure fixe à 300 μ m, et des tapers de 2 ou 10 μ m.

3. Séquence technologique de fabrication

3.1. Enjeux et difficultés

3.1.1. Compatibilité technologique des procédés détecteurs/guides

Le procédé doit regrouper la partie électronique des SSPD et la partie optique intégrée des guides, tout en assurant la fiabilité de ces deux volets. Le dessin conceptuel du dispositif dépend également des possibilités technologiques pour sa réalisation.

Originellement, il a été imaginé de commencer par la réalisation des guides, avant de fabriquer les SSPD par-dessus, tel que le prototype SWIFTS initial avait été conçu. Cette solution n'a finalement pas été choisie, pour plusieurs raisons affectant la fiabilité des détecteurs :

- Le dépôt de NbN sur du SiN donnerait lieu à une mauvaise épitaxie, du fait des désaccords de dimensions paramétriques entre les réseaux cristallins. Les essais faits en ce sens sur du Si ont donné lieu à des films de NbN polycristallins, comme le montre la figure IV-11 (chapitre 4). Pour pallier à cela, des couches supplémentaires d'adaptation doivent être couchées, ce qui d'une part complique le process, et d'autre part peut nuire aux propriétés de détection des SSPD (puisqu'on vient ajouter des films entre le guide et le SiN).
- Avoir les détecteurs en surface, exposés à l'air, pose un risque d'oxydation ; les performances des SSPD sont alors affectées de façon significative, d'autant plus que le NbN est fin.

Le choix s'est donc porté sur la réalisation des SSPD suivant un procédé dont la qualité a été testée et reconnue, à savoir l'épitaxie sur du Saphir, pour ensuite réaliser les guides par-dessus. L'autre avantage de cette méthode est d'apporter une couche diélectrique protectrice de l'ensemble du dispositif pour en assurer une meilleure conservation.

Ce choix n'est pas sans inconvénient, le plus important se situant au niveau du dépôt de SiN. En effet, une fois les SSPD réalisés suivant la méthode classique [1], les techniques de dépôt dont nous disposons imposent un passage de la plaque à un chauffage à 280°C à l'air libre lors de l'insertion dans le bati de PECVD. Même limitée à quelques secondes, celle-ci peut oxyder et dégrader de façon significative les 4nm de NbN des SSPD, en dépit d'une couche de passivation d'AlN.

C'est pourquoi il a été décidé de procéder à un flash de MgO (~10nm) sur les SSPD avant de déposer le SiN [9]. Le MgO constitue de surcroît une couche d'arrêt avant l'or pour les étapes finales de gravure à travers le SiN pour reprendre les contacts. Il est finalement décapé par un bain acide après cette étape.

Maintenant que la compatibilité est assurée entre les différentes étapes de fabrication pour mener à la réalisation des détecteurs sous un guide d'ondes, un défi majeur à relever est la réalisation des nanofils SSPD de largeur inférieure à ce qui était réalisé habituellement, et avec une géométrie atypique.

3.1.2. Définition des nanofils supraconducteurs

3.1.2.1. Dessin des motifs

L'échantillonnage selon le critère de Shannon d'une onde stationnaire de période de l'ordre de 400nm nécessite la mise en œuvre de détecteurs SNSPD répartis avec une période spatiale inférieure à 200nm. Pour un échantillonnage légèrement plus fin, dans une limite raisonnable, nous avons fixé cette période à 160nm. De plus, pour un meilleur contraste, la largeur des nanofils a été réduite et fixée à 50nm nominaux.

Les dessins sont présentés ci-dessous :

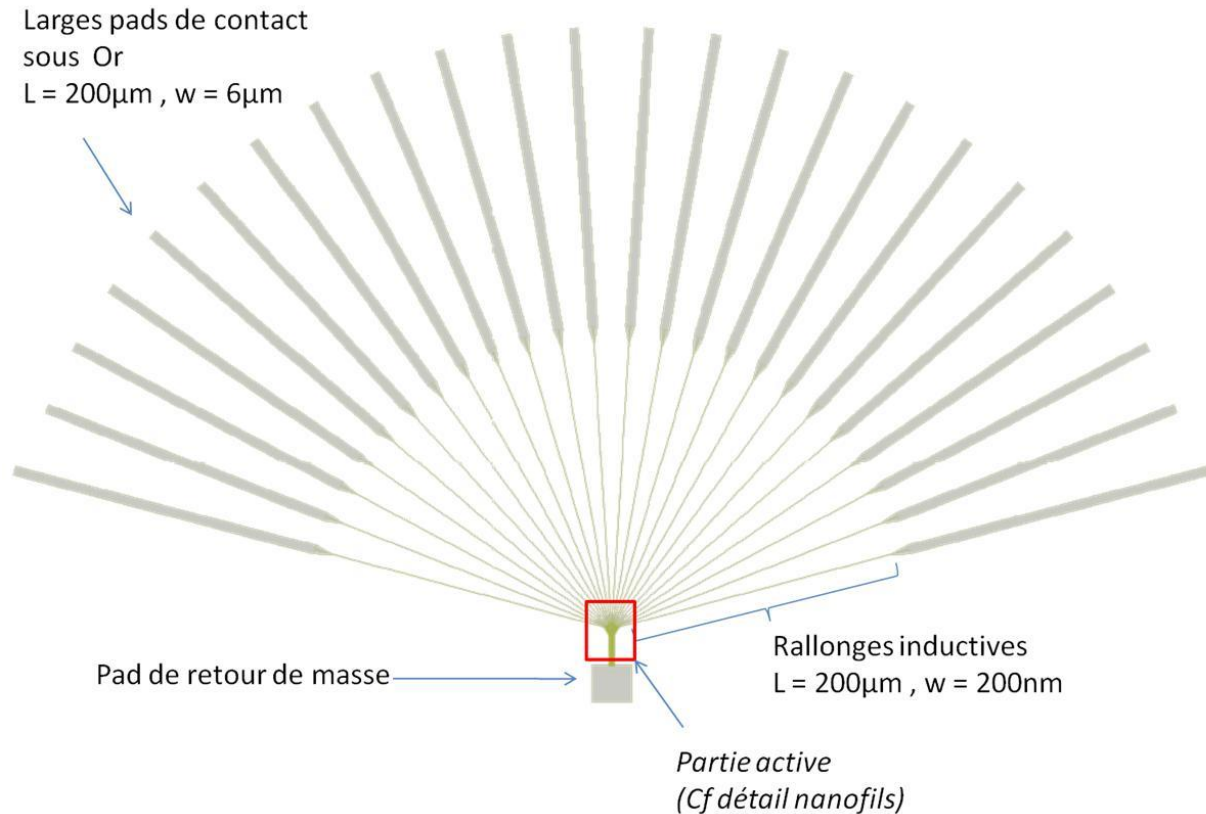


Fig. V - 12 : Motif de 24 nanofils SNSPD, pour l'étape de lithographie électronique. Le détail de la partie active est donné à la figure suivante.

Le motif est constitué de larges plots de contact de grande surface, recouverts ensuite par les contacts d'or. Ces pads s'affinent en des nanofils larges (200nm), longs de 200µm, qui convergent vers la partie active (détaillée ci-après) dont ils constituent les rallonges inductives. Ces rallonges ont été ajoutées afin de répondre au problème du latching, décrit plus tôt.

Les dimensions de ces rallonges ont été fixées pour une largeur de 200nm, bien supérieure aux dimensions des parties fines afin de les polariser loin de leur courant critique, et une longueur de 200µm pour obtenir un rapport de forme atteignant 1000 carrés.

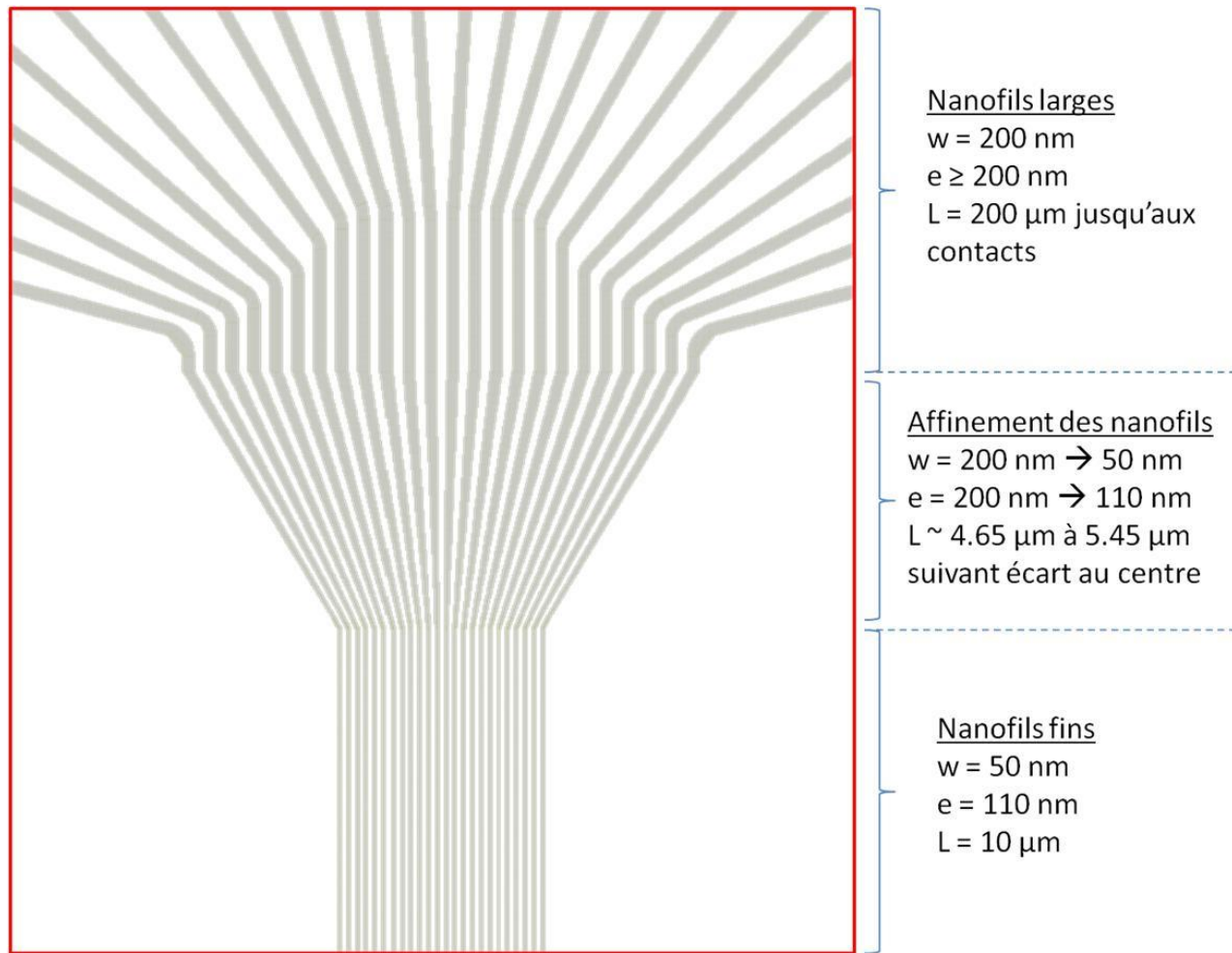


Fig. V - 13 : Détail des nanofils, avec les dimensions (w – largeur, e – écart, L – longueur des nanofils).

La partie active comporte 3 zones :

- Une zone « Nanofils larges », où les nanofils convergent depuis leurs différents pads de contacts
- Une zone de transition où les nanofils se resserrent et s'affinent pour prendre les dimensions fixées pour l'échantillonnage
- Une zone « Nanofils fins », qui servira à l'échantillonnage proprement dit de l'onde stationnaire

La zone de transition est importante : elle ne doit jamais comporter de zone aux dimensions plus agressives que la partie fine, car cela constituerait une difficulté supplémentaire pour sa réalisation technologique qui ne concernerait même pas la partie cruciale de l'échantillonnage.

L'écart entre 2 nanofils doit donc rester constamment supérieur aux 110nm du motif fin.

Une telle géométrie de nanofil, constituée d'une partie fine, d'une zone de transition et d'une rallonge inductive, permet d'obtenir un rapport de forme atteignant environ 1450 carrés (+/- 20 carrés suivant les parties droites et courbes de la zone de convergence des rallonges), soit une inductance proche de 150nH.

3.1.2.2. Réalisation par lithographie électronique

La définition de nanofils de 50nm de largeur, espacés de 110nm, sur 4nm d'épaisseur de NbN en lithographie électronique présente plusieurs défis technologiques :

- la résolution agressive des motifs à dessiner et leur concentration impose l'utilisation d'une résine adéquate.
- la densité élevée des matériaux de l'empilement (TaN, NbN...), par rapport au silicium utilisé habituellement, induit un impact significatif sur la rétrodiffusion des électrons, malgré la finesse de la couche, ce qui rend l'étape très sensible aux variations d'épaisseurs suivant les matériaux, les plaques, et les irrégularités sur une même plaque.
- les variations de géométries dans des zones réduites nécessitent des insolations à des paramètres (courant, résolution, vitesse...) différents afin d'éviter les effets de proximité. Ceci est par exemple le cas pour l'insolation des larges blocs de contact.

Le succès d'une étape de lithographie électronique (« ebeam ») relève principalement de la maîtrise de deux volets critiques que sont les conditions de couchage de la résine et la dose d'exposition.

Idéalement, le développement d'un procédé ebeam comporte des étapes de vérification de la répétabilité et de l'uniformité des motifs suivant les expositions, à travers le contrôle des dimensions visées et obtenues. La sensibilité du procédé est ensuite évaluée avec des variations de paramètres tels que la plaque-échantillon, la durée du développement, les effets du recyclage, des légères variations de doses d'exposition, etc...

On comprend ainsi que cette étape concentre beaucoup de paramètres et nécessite une étude longue et approfondie pour être optimisée. Afin de gagner du temps, il fut choisi d'avoir recours à des experts pour la faire sous-traiter, ce qui n'a pas pour autant rendu sa réalisation aisée, loin s'en faut...

Dans un premier temps, les essais menés avec les moyens de la PTA (avec Jean-Luc Thomassin) n'ont pas permis d'aboutir, après plus de 6 mois de tentatives pour trouver les bonnes doses. Les résultats n'étaient pas reproductibles ni cohérents d'une insolation à l'autre. Une raison possible concerne les paramètres de fonctionnement de la machine, nouvellement arrivée, qui n'étaient peut être pas encore suffisamment stabilisés. De plus, les résultats des essais réalisés sur des échantillons réduits n'étaient pas forcément transposables sur des wafers entiers. Il fut donc choisi de trouver d'autres solutions pour effectuer cette étape critique.

Le choix s'est alors porté sur les technologies du LETI, bénéficiant de moyens matériels de haute performance (dont un masqueur électronique Vistec VB6) avec des procédés établis et stabilisés, en particulier pour la filière Silicium. Mais du fait de la particularité de la demande (nanocouches supraconductrices sur substrat isolant), des mois d'essais et de développement avec Christophe Constancias ont là aussi été nécessaires, avant d'aboutir à des résultats exploitables.

Si un procédé avait été développé avec succès il y a 3 ans au LETI pour la réalisation de SSPD classiques [10], certaines conditions ont changé : empilements supraconducteurs, taille des échantillons, morphologie des dispositifs, et enfin la résine utilisée (NEB35 au lieu de NEB22A, de Sumitomo). En effet, la NEB22 était de résolution insuffisante pour les dimensions visées. La nouvelle résine choisie, la NEB35, était bien connue au LETI pour la filière silicium, mais ses propriétés demeuraient à étudier pour des filières différentes, à fortiori dans le cas de nos nanocouches sur substrat isolant en Saphir.

Toutes ces modifications ont un impact direct sur les paramètres critiques à ajuster (dose d'exposition et conditions de couchage de la résine).

En plus de cela, il faut considérer d'autres difficultés « pratiques » rencontrées à plusieurs niveaux :

- Niveau machine :
 - Arrêts récurrents en cours d'insolation : il a été constaté à de multiples reprises que l'insolation s'arrêtait d'elle-même au bout d'un temps aléatoire. Il a été diagnostiqué un problème logiciel, pouvant concerner les temps de communication entre ordinateur, générateur de formes et table d'insolation. Des retards accumulés menaient à un arrêt prématuré du processus de façon non répétable d'une exposition à l'autre. Les raisons précises de ce dysfonctionnement ne sont à ce jour pas encore bien identifiées ni solutionnées, malgré les interventions du fabricant (Vistec).
 - Il fut remarqué que ce problème pouvait être réduit, mais pas évité, en diminuant la taille de la base. Les insolutions finales se sont donc faites avec une base de 67mm de diamètre au lieu de 100mm^a, pour lesquelles des arrêts intempestifs pouvaient tout de même avoir lieu, mais de façon plus tardive.
 - Problèmes d'évacuation de charges lors de l'insolation : nos wafers sont montés sur un support 'artisanal' avec 2 pointes de maintien. Or il s'est avéré après de multiples tentatives qu'une partie des problèmes de reproductibilité semble provenir de la surface de contact entre ces pointes et la couche métallique (empilement contenant la nanocouche de NbN). Celle-ci étant ultramince et de résistance élevée ($R_{carré} > 200 \Omega$), qui plus est sur un substrat de saphir isolant, l'évacuation des charges s'en trouve gênée. Ce problème, identifié que tardivement, est probablement responsable de certaines non-reproductibilités rencontrées. Il n'était pas apparu lors d'essais précédents sur des échantillons de taille réduite (2x2cm²), où les pointes de contact sont de fait plus proches, mais devient important pour des wafers 4''^b.
 - Une solution envisageable est de maximiser la surface de contact, avec un matériau mou, telle une petite feuille d'indium écrasée sous la prise de contact. Elle n'a toutefois pas pu être mise en pratique.
 - Enfin, la machine a également nécessité des mises en réparation diverses durant plusieurs semaines.
- Niveau plaques d'essai :
 - Différences d'empilement : les 4 plaques dont nous disposions pour les essais d'insolutions étaient malheureusement toutes différentes, ce qui complique grandement la recherche des paramètres optimaux d'insolation. En effet, les variations des matériaux d'empilement (par exemple avec des couches passivantes en TaN ou AlN, de densités massiques très différentes) peuvent induire, même pour des épaisseurs de l'ordre du nanomètre, des variations de dose de 10 à 20%, ce qui correspond à la fenêtre de procédé. De plus, la tenue de la résine sur des matériaux différents change également.
 - Dégradation de la couche après recyclages successifs : il s'est avéré qu'une insolation dans des conditions identiques sur une plaque avant et après un

^a On perd ainsi environ 50% de la totalité des motifs prévus.

^b L'appui trop marqué des pointes de contacts conduisait à une résistance supérieure à 30 MΩ. En serrant moins les vis de contact, on peut réduire cette valeur et s'affranchir du problème.

recyclage donne des résultats différents. Il semblerait que le NbN subisse une attaque basique dans la solution de développement au TMAH^a. Cela fut confirmé notamment par la disparition de toute la couche sur une plaque après un bain trop long (~20 min), ainsi que par l'examen d'une autre par réflectivité X après 4 recyclages, qui a révélé de très importantes modifications de l'empilement (comme nous le verrons pour le lot SWIFTS-2). La dose optimale d'exposition s'en trouve par conséquent changée après chaque recyclage.

- Généralement, le développement et la stabilisation d'un procédé ebeam nécessite des essais sur au moins 5 à 10 plaques identiques. Ces conditions optimales pour l'élaboration du process étaient donc loin d'être remplies, ce qui ne facilite pas la recherche de paramètres ne serait-ce qu'exploitables.
 - Compte tenu des délais et des échecs successifs, il fut décidé de réaliser plusieurs doses sur une plaque (5 doses de 65 à 105 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$), quitte à perdre 90% des puces potentielles. C'est finalement cette décision qui a permis de sortir des puces exploitables, à des doses entre 90-100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la plaque A2280 (lot SWIFTS-2).
- Niveau organisationnel : nous avons accès à la plateforme d'insolation électronique un jour par semaine seulement, donc en cas de problème, tout était retardé au minimum d'une semaine.

Ces travaux, malgré les obstacles décrits précédemment, ont tout de même permis d'aboutir à la réalisation de puces caractérisables. Pour cela, le procédé ebeam a progressivement été établi par Christophe Constancias au déroulé suivant :

- Couchage résine (1-2 sur piste automatique, 3-4 sur tournette manuelle)
 1. Recuit 110°C en four 90 secondes
 - *Permet de désorber l'eau, qui peut créer des problèmes d'adhérence de résine.*
 2. Promoteur d'adhérence HMDS phase vapeur à 100°C pendant 60 secondes
 3. Refroidissement à T ambiante (Ta) - 120 secondes
 4. Couchage résine (tournette manuelle RC8) NEB35 A15, 4500RPM, 30secondes
 5. Recuit PAB 110°C, sur plaque chauffante, 300secondes
- Exposition Ebeam
 1. Outil faisceau gaussien simple VB6 UHR à 100kV
 2. Courant de faisceau utilisé 1.5nA
 3. Résolution de la base (pixellisation du dessin) 2nm, pas d'écriture 10nm
 4. Taille du faisceau, mesurée à 19nm par méthode du « Knife Edge » [11], taille réelle probable autour de 10 – 15nm (donc adaptée pour le dessin de motifs plus larges).
 5. Dose mini appliquée 65 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ avec 5 doses par plaque et un incrément de 7% d'une dose à l'autre
 - *Les meilleurs résultats pour la plaque A2241 ont été obtenus pour une dose à la cote comprise entre 70 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ et 80 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.*
- Développement (fait manuellement en boîtes de pétri)

^a TMAH : Hydroxyde de TetraMethylAmmonium

1. Recuit PEB, sur plaque chauffante, 90°C 300 secondes
2. Refroidissement à l'ambiante
 - *Idéalement 5 minutes, la plaque posée sur un support à Ta.*
3. Développement MF21 (solution de TMAH 2.38%) 60 secondes avec légère agitation
 - *Le temps de développement est critique, en particulier s'il existe des problèmes d'adhérence de la résine (un développement trop long entraîne l'effondrement des motifs ou leur disparition).*
4. Rinçage à l'eau désionisée pendant 60 secondes avec légère agitation
5. Séchage face arrière à la soufflette
6. Séchage face avant à la tournette 1500RPM, 30 secondes.
 - *Le séchage est critique pour la propreté de la plaque et l'écroulement des motifs lorsque l'adhérence n'est pas parfaite.*

Nous pouvons résumer les campagnes d'essais de lithographie électronique au LETI dans le tableau suivant :

N° Plaque	A2240	A2241	A2279	A2280
Overlayer	TaxN (~3nm)	MgO (~2nm)	AlN (~3nm)	AlN (~3nm)
Superconducting layer (*)	NbN (8t ~ 5nm)	NbN (8t ~ 5nm)	NbN (8t ~ 5nm)	NbN(5t)/TaN/NbN(5t)
(*) t : Nombre de rotations du porte-substrat durant le dépôt, ex. NbN 8t <=> 4.6 +/- 0.4 nm				
Rsqu (300K) origine	286 Ω (12-10-07)	275 Ω (17-10-07)	252 Ω (2-8-09)	178 Ω (26-11-09)
	290 Ω (6-5-10)	278 Ω (6-5-10)	255 Ω (6-5-10)	
Recyclages ebeam	2	3	2	4
Succès ebeam	non	Mitigé (recouvrements motifs, nanofils fins non définis)	non	OK
Dimensions (nm) (mesure/nominal)	-	43/50 - 51/70 - 81/100	-	38/50 - 72/100
Rsqu post ebeam	290 Ω (14-12-10)	?		393 Ω (10-1-11)
Empilement post ebeam	inchangé	inchangé	?	Première couche NbN dégradée

Tabl. V - 1 : Plaques échantillons testées au LETI pour la lithographie électronique des nanofils SSPD.

D'autres tentatives ont été réalisées au LPN (Laboratoire de Photonique et de Nanostructures - Orsay) avec Christian Ulysse, mais se sont révélées infructueuses : les essais étaient surexposés au niveau des contacts, et n'ont pu être approfondis faute de temps et d'échantillons disponibles.

Au final, le procédé ebeam a mis environ un an et demi à être développé, freinant grandement la réalisation du dispositif et limitant par là même les campagnes de caractérisation. Il a néanmoins permis de définir avec succès les nanofils supraconducteurs, qui comme nous le verrons par la suite (chapitre 6 – paragraphe 3.1.2) ont atteint des dimensions proches de l'état de l'art mondial.

Elimination des fonds de résine après développement

Une partie importante concernant la définition des nanofils réside dans un développement efficace, notamment dans l'élimination des fonds de résine entre les nanofils. Or l'étape de développement avec la solution MF21 s'avère parfois insuffisante pour supprimer complètement la résine des fonds, et un bain plus long risque d'éliminer la totalité des

motifs. Un résidu de résine lors de l'étape de gravure entraînant des pontages entre les nanofils finaux, les dispositifs résultants seront forcément non fonctionnels.

Dans ce cas, on procède généralement à une opération appelée « *descum* » (de l'anglais « *scum* », faisant référence aux résidus indésirables), qui consiste en un très léger et rapide plasma oxygène, pour enlever les fonds de résine sans dégrader les motifs.

Ce problème n'est apparu que dans le dernier procédé de fabrication réalisé, ce qui n'a pas permis de développer un descum optimisé pour se préparer à l'éventualité. Compte tenu de l'importance de la plaque en question (A2280, pour le lot SWIFTS-SNSPD #2) qui contenait les ultimes dispositifs, et qui aurait été perdue si ces fonds subsistaient, un descum rudimentaire a tout de même été tenté à l'aide d'un plasma d'oxygène (5 sec, coil/platen 30/10W, 30mT). L'examen MEB qui a suivi l'étape a montré que cela avait permis de nettoyer certains fonds, mais pas la totalité, comme on peut le constater sur les trois clichés suivants.

Clichés sur SWIFTS-2, puce C5L0

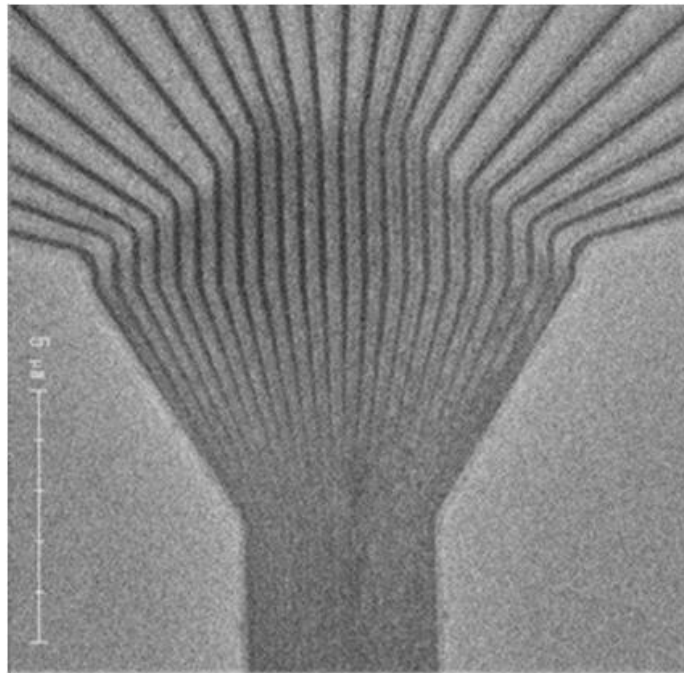


Fig. V - 14 : Cliché MEB sur les nanofils SSPD après développement de la résine NEB35, avant l'étape de descum. Il reste un fond de résine à peu près uniforme entre tous les nanofils, avant leur séparation vers les contacts.

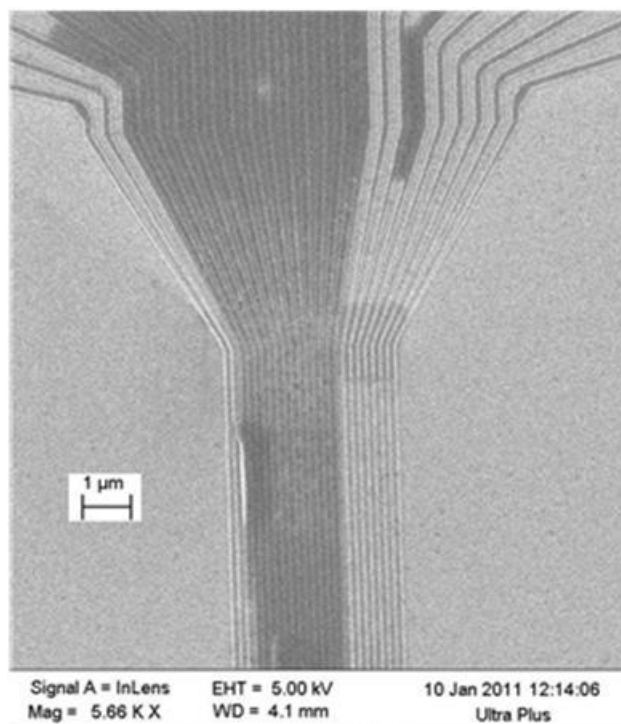


Fig. V - 15 : Cliché pris sur le même dispositif, après l'étape de descum. Une partie des fonds de résine est partie, mais pas la totalité.

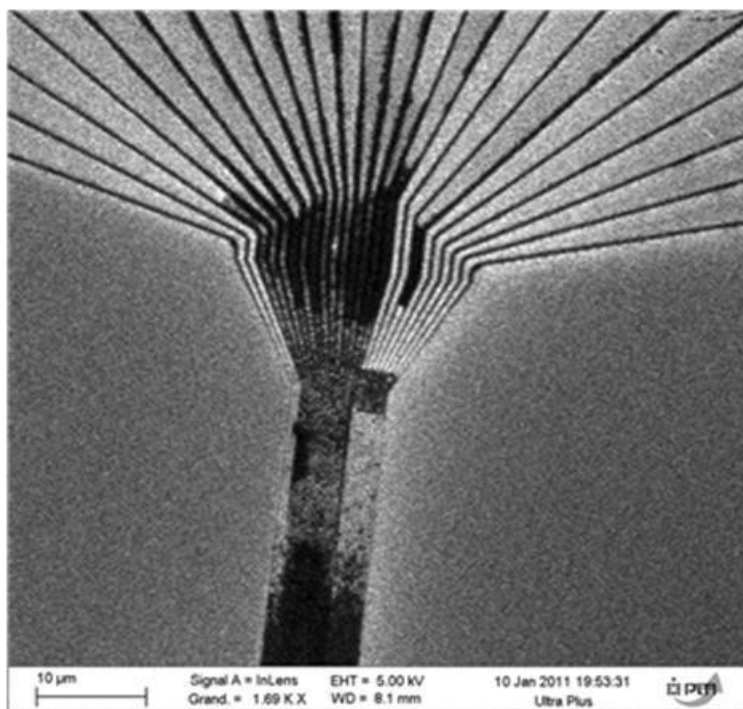


Fig. V - 16 : Cliché pris sur le même dispositif, après gravure du NbN à la suite du descum. Les nanofils résultants sont pontés là où les fonds n'ont pu être enlevés (parties sombres).

Dans un souci de préservation des motifs de la plaque, il a été décidé de ne pas pousser plus loin le descum, et de se contenter du nettoyage rudimentaire ainsi effectué.

D'autres solutions auraient pu être envisagées avec une chimie $\text{CF}_4/\text{O}_2/\text{Ar}$, ou $\text{HBr}/\text{O}_2/\text{Ar}$, pouvant donner de meilleurs contrôles de la côte qu'en chimie O_2 , mais ces pistes n'ont pu être explorées faute de temps et d'échantillons disponibles : le nombre de paramètres à ajuster (gaz, débits, pressions, durées) requiert en effet des campagnes d'essais conséquentes pour stabiliser le procédé.

3.1.3. Réalisation des guides

Comme lors de la réalisation des guides d'essais décrite dans le chapitre 3, nous avons procédé au dépôt d'une couche de SiN d'environ $1\mu\text{m}$ (contrôlée par ellipsométrie) en PECVD à une lithographie optique en deep-UV pour définir les guides.

Afin de réduire les problèmes de rugosité des flancs latéraux des guides, le masque a été choisi de meilleure qualité que lors des essais sur guides seuls.

3.1.4. « Liftoff » des contacts

Pour les premiers procédés réalisés pleine plaque nous avons eu recours à la résine UV5 de Rohm&Haas (pour deep-UV) pour le liftoff des contacts. Il s'est en fait avéré que tout l'or partait au délaquage, ce qui était probablement lié à la faible épaisseur de la résine (environ 700nm dans nos conditions de couchage et de dilution).

Nous avons donc opté pour la résine AZ1512HS, plus épaisse ($1.2\mu\text{m}$ dans nos conditions opératoires), qui a permis un liftoff propre des contacts.

3.1.5. Gravure sur wafer 4'' isolant

Il est à mentionner que le bâti de gravure ICP-STS de la PTA est conçu de telle façon que le wafer est chargé dans la chambre puis est immobilisé par un chuck électrostatique durant la gravure. Ceci fonctionne donc mieux pour des substrats conducteurs (silicium...).

Or notre substrat étant en Saphir, il s'est avéré que la fixation était mauvaise et que la plaque avait tendance à vibrer une fois chargé dans la chambre. Il a donc fallu coller notre plaque 4'' sur un wafer 4'' de Si, à l'aide de graisse à vide.

Ceci pose un inconvénient que l'on n'avait pas anticipé lors des essais de gravure sur des petits échantillons (jusqu'à $2\times 2\text{cm}^2$) de NbN ou de SiN (cf. Chapitre 3), eux aussi posés sur un wafer 4'' de Si, qui concerne une dégradation du refroidissement de l'ensemble de la plaque gravée. La gravure RIE étant également chimique, elle s'est vue accélérer, avec des vitesses de gravure en moyenne triplées voire quadruplées par rapport aux vitesses mesurées sur les petits échantillons ! Pour contrer cette variation de vitesse, des temps de gravure plus courts ont été réalisés, avec un contrôle de la hauteur gravée à chaque step (par ellipsométrie et profilomètre), afin de mesurer la nouvelle vitesse et mieux contrôler l'étape.

Une autre solution aurait pu être de coller notre plaque sur un wafer Si de 8'', dont la plus grande surface conductrice aurait pu contribuer favorablement à l'évacuation de chaleur, mais nous n'en disposions pas à ce moment-là.

3.2. Définition de la séquence complète

Tous les ajustements pris en compte, le procédé final complet est décrit ci-après :

1. **Epitaxie** NbN (4nm) par DC-Mag Sputtering
2. Patterning NbN
 1. Couchage résine et **Lithographie électronique** NbN (C. Constancias, LETI DPTS)
 2. **Gravure** (ICP-STs) des résidus de résine - coil/platen 30/10W - O₂ 15sscm, 30mTorr – 5'' – sur ICP-STs
 3. **Gravure RIE** (ICP-STs) NbN – coil/platen 50/10W - SF₆/O₂ 18/2sscm 10mTorr – 1' (~12 nm/min) – sur ICP-STs
 4. Stripping bain EKCLE – 45'
3. Dépôts contacts Ti-Au
 1. Couchage résine AZ1512HS (60s/4000tr) + Recuit (100°C/90s)
 2. **Lithographie optique** MJB4-UV365 (masque 'OR') – exp 19s
 3. Développement [AZ-developper + DI] (1:1) (30s) puis rinçage eau DI
 4. **Dépôt** Ti-Au (30-150nm)
 5. Lift-off contacts (acétone 10')
4. **Dépôt** par RF-Mag sputtering d'une protection MgO (~10nm)
5. **Dépôt** (Corial) SiN – PECVD 280°C – 5min - ~1000nm
6. Patterning SiN
 1. Couchage promoteur HMDS (60s/4000tr) + résine UV5 (60s/4000tr) + Recuit 1 (130°C/90s)
 2. **Lithographie optique** MJB4-DUV250 (masque 'GUID')
 3. Recuit 2 (130°C/60s) + Développement AZ326MIF (30s) puis rinçage eau DI
 4. **Gravure RIE** (ICP-STs) partielle SiN - coil/platen 50/10W - SF₆/O₂ 18/2sscm 10mTorr – 2' (~150nm/min)
 5. Délaquage résine (acétone 15')
7. Via Contacts
 1. Couchage résine AZ1512HS (60s/4000tr) + Recuit (100°C/90s)
 2. **Lithographie optique** MJB4-UV365 (masque 'CONT') – exp 19s
 3. Développement [AZ-developper + DI] (1:1) (30s) puis rinçage eau DI
 4. **Gravure RIE** (ICP-STs) complète SiN - coil/platen 50/10W - SF₆/O₂ 18/2sscm 10mTorr – 5' (~150nm/min)
 5. PAS de délaquage résine
8. Décapage MgO
 1. Bain H₃PO₄ dilué 15mL : 200mL eau DI (10s)
 2. Délaquage résine (acétone 10' + alcool)
9. (Recuit 260°C – 1h30)

La succession des étapes peut être schématisée de la manière suivante :

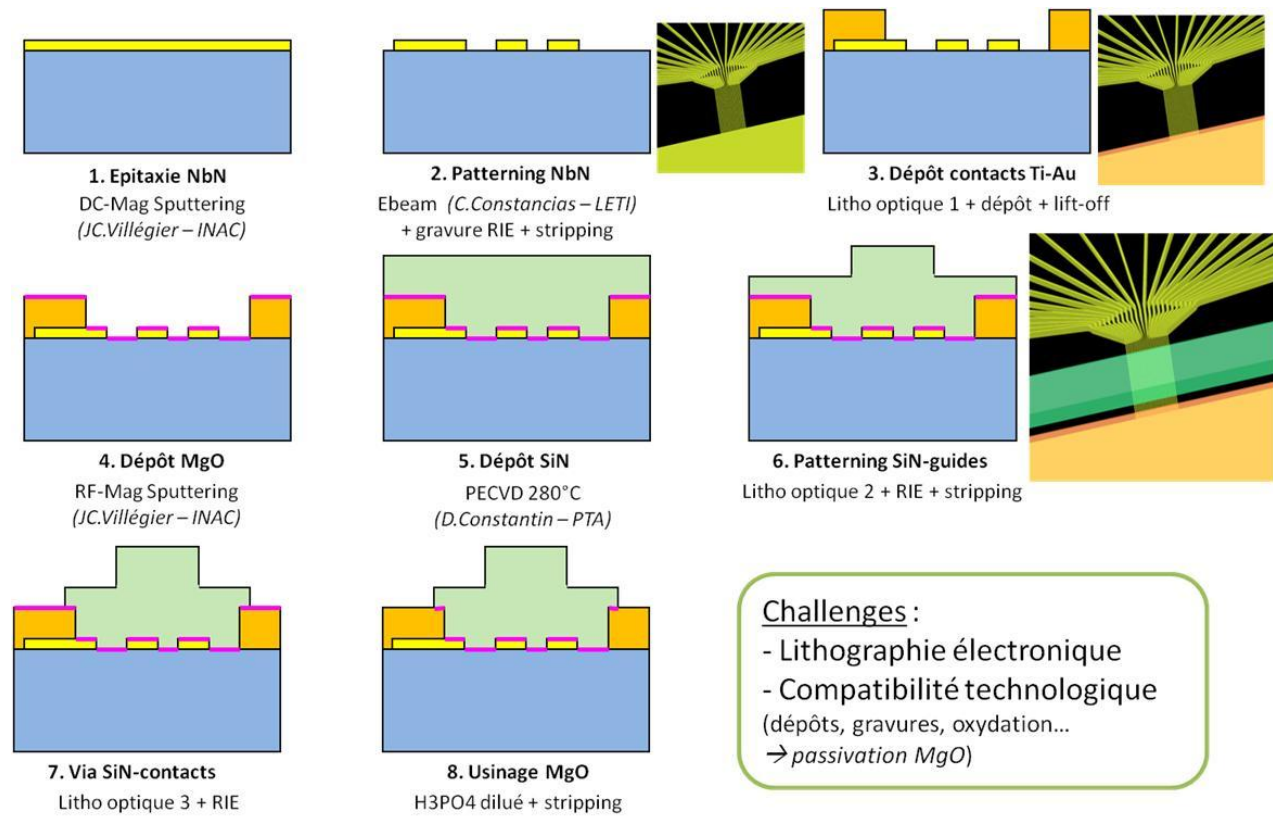


Fig. V - 17 : Récapitulatif des étapes du procédé de fabrication.

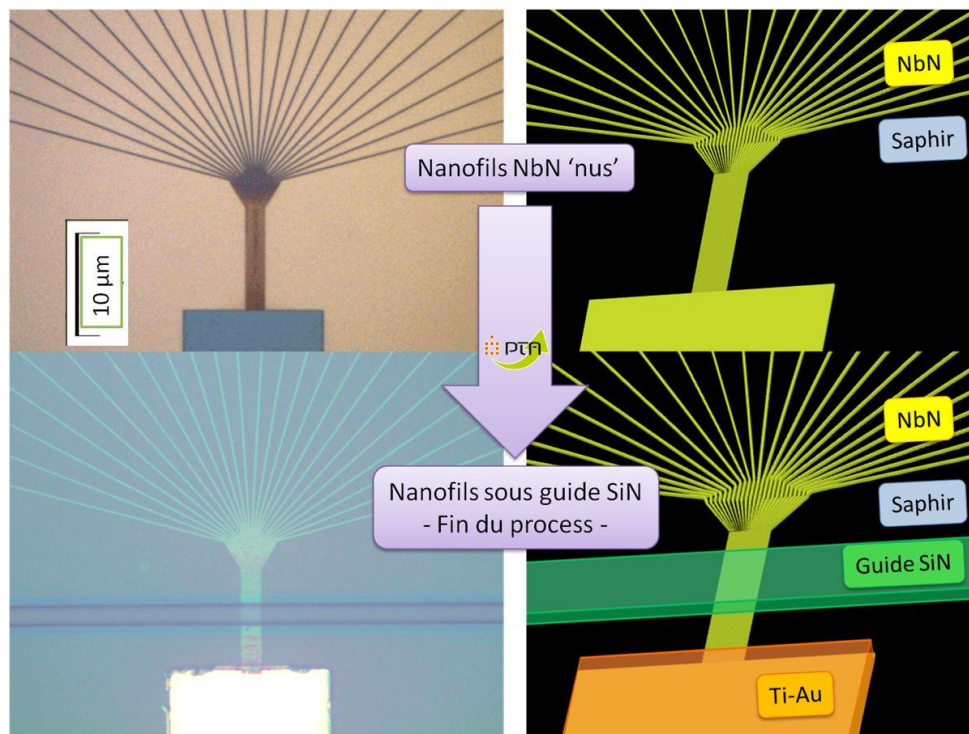


Fig. V - 18 : clichés et dessins des nanofils en début et fin de process.

Une fois fabriquée, la plaque doit ensuite subir l'étape critique de la découpe et du clivage.

3.3. Découpe des puces

La découpe des puces s'inspire directement de ce qui était réalisé pour les guides seuls (Chapitre 3, paragraphe 6.3.1) : on procède à une découpe partielle en face arrière du wafer, suivie d'un clivage.

Les puces ainsi réalisées, nous allons maintenant décrire le montage permettant de les caractériser.

4. Un montage adapté à des besoins exigeants

4.1. Un alignement micrométrique en milieu cryogénique

Si la conception de la puce (dimensionnement, nanofils, guides...) est critique, sa caractérisation n'est pas aisée non plus. Le montage a été conçu avec la priorité de pouvoir réaliser un alignement fiable entre la fibre et le guide d'ondes pour l'injection, sans lequel le dispositif SWIFTS ne peut être mis en œuvre.

Les contraintes du montage sont mentionnées en début de ce chapitre, et concernent en particulier le travail dans une bombonne d'Hélium liquide où nous ne disposons pas de moyen de contrôle visuel de l'alignement ou de la position absolue de la fibre.

Malgré un alignement préalable à chaud possible à l'aide d'un microscope, plusieurs éléments sont à considérer à ce niveau car il faut anticiper toutes les possibilités de désalignement lors de la descente à froid. En effet, la contraction thermique entraîne inévitablement des mouvements de la fibre vis-à-vis de l'échantillon, qui peuvent se réaliser de plusieurs façons :

- Déflexion angulaire de l'un par rapport l'autre
- Désaxement fibre-guide

La prise en compte de ces contraintes a mené à la fabrication de l'ensemble de caractérisation montré à la figure V-19, grâce notamment au travail de Jean-Michel Martinod (CEA-INAC) sur le dessin des pièces après une conception conjointe du montage, et leur réalisation par Michel Boujard (CEA-INAC).

Le porte-échantillon démontable est dessiné de telle sorte que l'échantillon soit plaqué verticalement par rapport à la plateforme avec le minimum de risque de déflexion. Il est composé d'un support sur lequel on dépose la puce, avec un couvercle de maintien par-dessus (vissé dans le support).

De même, la potence doit maintenir le mandrin de sorte que celui-ci (et par conséquent la fibre optique) soit vertical également par rapport à la plateforme. De cette façon, fibre et guide sont parallèles, condition sine qua non pour l'alignement.

Pour minimiser la contraction thermique à froid, le matériau choisi pour les différentes pièces de maintien (bâti, plateforme de fixation, porte échantillon, potence...) est le Cuivre-Beryllium(2%).

Malgré ces précautions, on ne peut se passer d'une étape d'alignement à froid, faisant appel au signal réfléchi par la surface en vis-à-vis de la fibre, qui module le spectre de la source en fonction de la distance fibre-surface. Cette méthode sera décrite plus en détail dans la partie caractérisation.

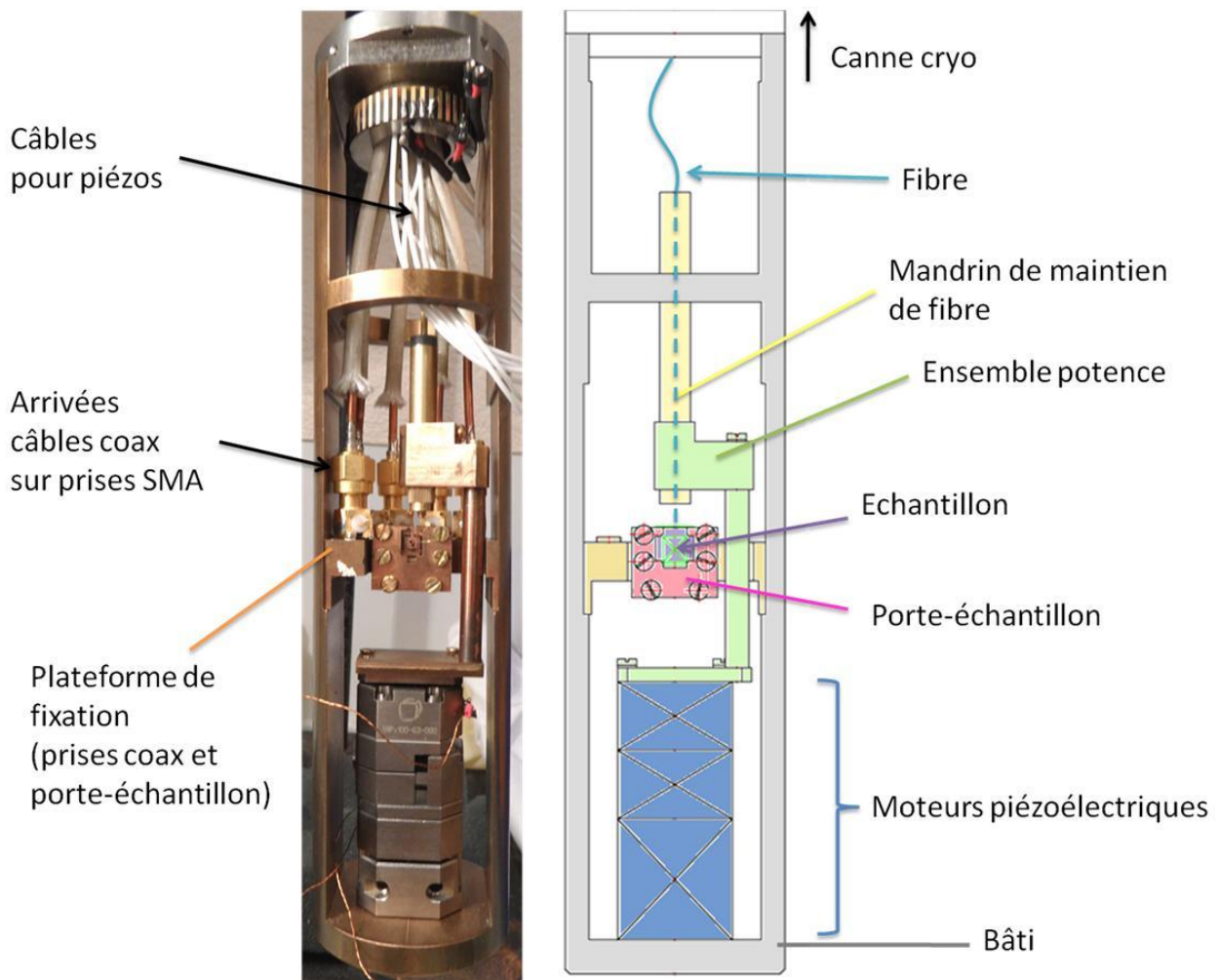


Fig. V - 19 : Organisation du montage de caractérisation.

Pour la caractérisation proprement dite, il faut amener les câbles coaxiaux pour les signaux électriques vers l'échantillon, les câbles d'alimentation des moteurs piézoélectriques, et la fibre optique. Compte tenu de l'espace réduit (diamètre 48mm) et des dimensions des prises SMA, on ne peut placer plus de 5 prises sur la plateforme (et donc caractériser plus de 5 détecteurs par cycle).

Les connexions entre câbles coaxiaux et détecteurs sont réalisées à l'aide de fils d'or micro-soudés sur les pads de contact sur la puce (dimensions $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$), et fixées avec de la laque d'argent sur les prises SMA.

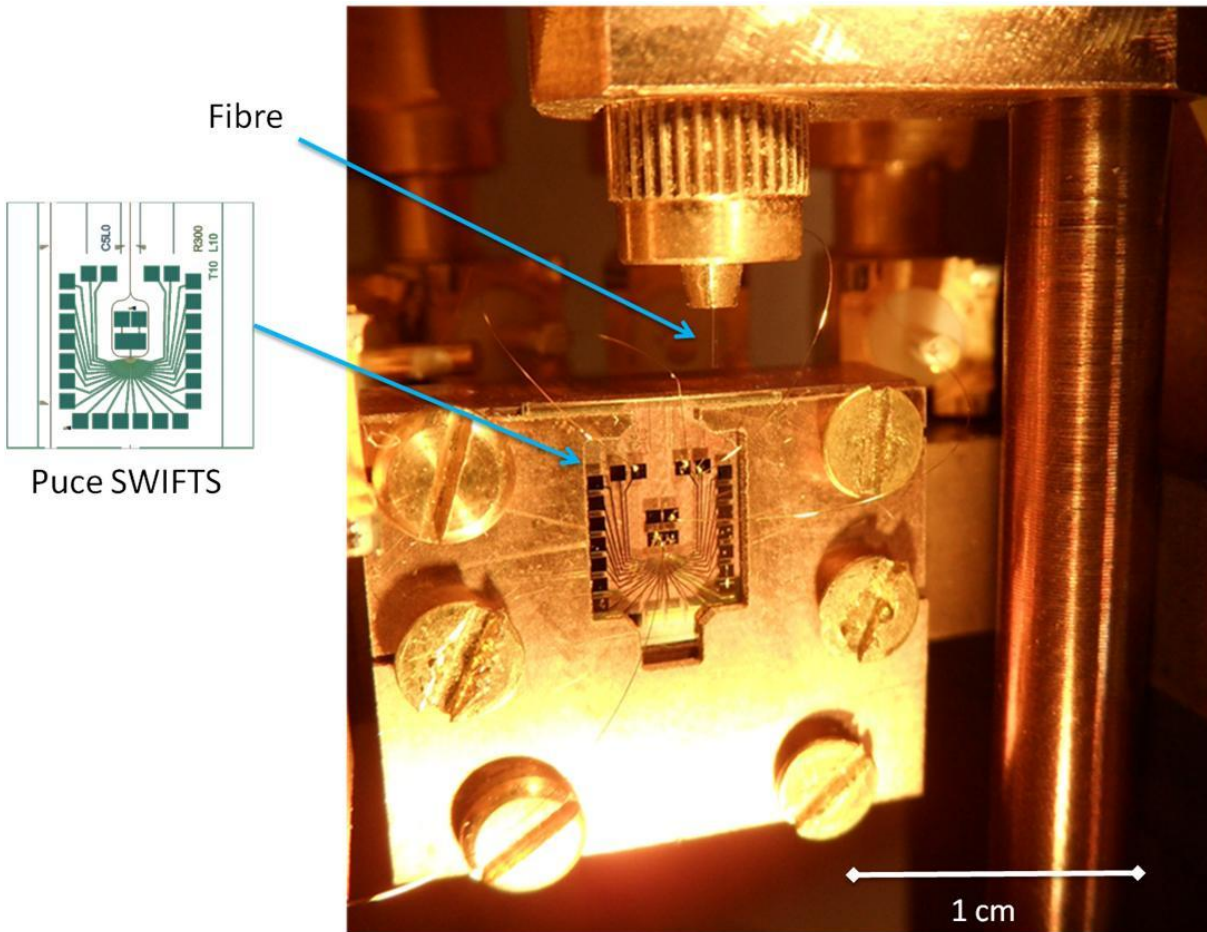


Fig. V - 20 : Détail sur la zone d'injection du signal lumineux dans la puce SWIFTS-SNSPD.

4.2. Chaîne de caractérisation électro-optique

La chaîne de caractérisation électro-optique est identique à celle des SSPD présentée dans le chapitre 4, et rappelée ci-dessous :

- Un laser ASE Thorlabs-FL7002 (large bande 1.52-1.61 μ m) ou Thorlabs-S3FC (étroite bande, 1550nm +/- 1nm)
- Un atténuateur manuel (Thorlabs), pour régler la puissance optique envoyée (on la mesure à l'aide d'un powermeter Newport en sortie de l'atténuateur)
- Un circulateur optique Newport
- Un analyseur de spectre
- Alimentation DC : composée d'une source de tension Keithley en série avec une résistance de 1 Ω .
- Un té de polarisation (« Bias Tee »)
- Un étage d'amplification (40dB, 20GHz), alimenté (+/-15V) de préférence par des batteries pour limiter le bruit.
- Un compteur d'impulsions large bande (200MHz, Stanford SR400), qui peut être remplacé par un oscilloscope rapide (3GHz) pour relever le profil des pics de tension.

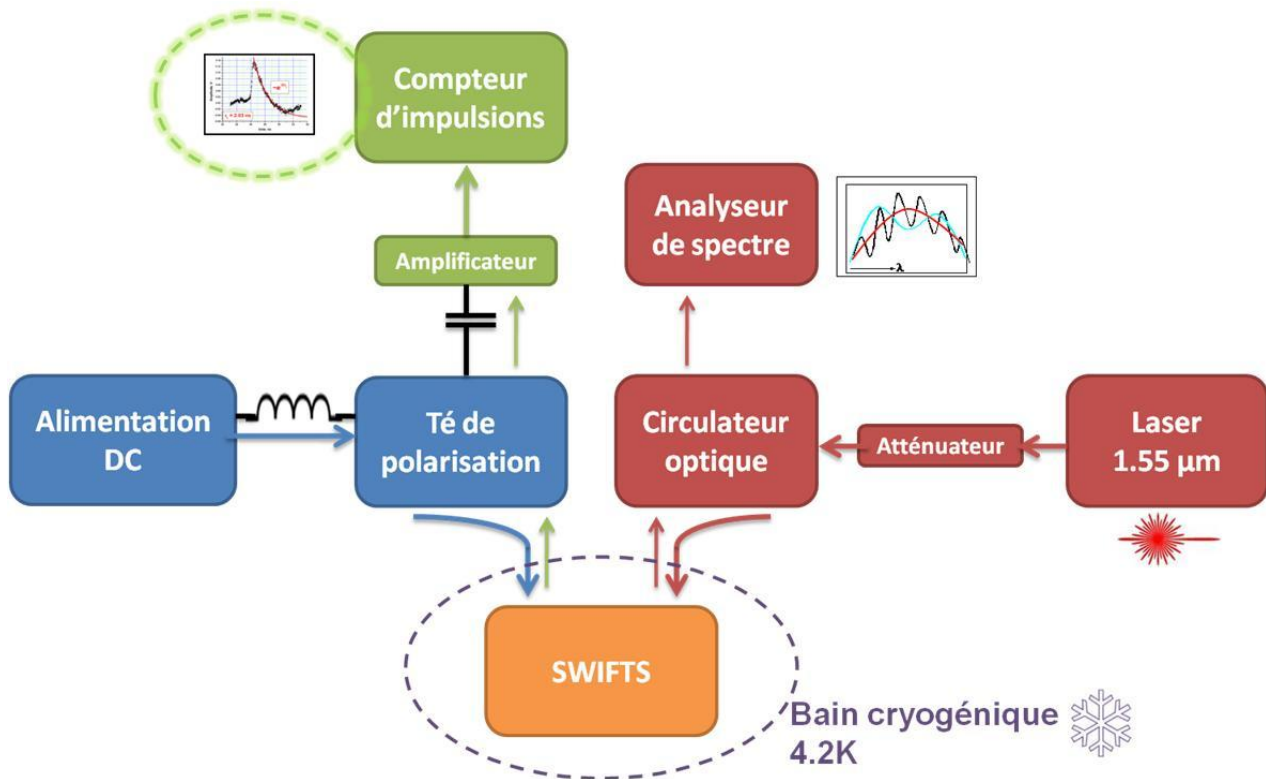


Fig. V - 21 : Diagramme de la chaîne de caractérisation du SWIFTS-SNSPD.

En effet, puisque la mesure consiste à caractériser ce que voient les nanofils SSPD, la différence avec la chaîne des SSPD réside simplement en l'adjonction d'un nouveau laser étroite bande, dont l'utilisation n'était pas justifiée auparavant.

Nous avons ainsi vu tout au long de ce chapitre le travail mené pour l'intégration du SWIFTS-SNSPD. Il a nécessité la conception et le dessin des puces, qui comportent des séries de motifs de contrôle permettant une évaluation précise à la fois de la qualité du procédé, des guides et des détecteurs, en tout endroit du wafer. Les puces sont dessinées en prenant en compte leur disposition au sein du montage.

Le développement d'un procédé de fabrication totalement nouveau, associant la définition des nanofils SNSPD après une étape de lithographie électronique avec la réalisation d'un interféromètre intégré par-dessus, a pu être mené à bien malgré d'importantes difficultés. Enfin, un montage de caractérisation répondant aux besoins spécifiques d'alignement fibre-guide a été conçu et fabriqué pour assurer la mise en œuvre du dispositif. Bien qu'il se soit inspiré d'un montage pré-existant, sa capacité d'injection par la tranche de l'échantillon semble à ce jour unique.

Références

- [1] R. Espiau de Lamaestre, L. Maingault, L. Frey, C. Constancias, P. Cavalier, J.-C. Villégier, P. Odier, and J.P. Poizat, "Superconducting single photon detectors for ultrasensitive visible and IR detection," *Proceedings of SPIE*, vol. 33, 2009, p. 72490Q-72490Q-12.
- [2] *Alliages de cuivre au beryllium*, NGK Berylco, .
- [3] J.-C. Villégier, N. Hadacek, S. Monso, B. Delaet, A. Roussy, P. Febvre, G. Lamura, and J.-Y. Laval, "NbN multilayer technology on R-plane sapphire," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, Mar. 2001, pp. 68-71.
- [4] J.-C. Villégier, B. Delaet, P. Feautrier, L. Frey, C. Delacour, and V. Bouchiat, "Fabrication of High-Speed Single Photon Detectors in NbN for Quantum Information Processing," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 43, Jun. 2006, pp. 1373-1376.
- [5] L. Maingault, M. Tarkhov, I. Florya, A. Semenov, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, G.N. Gol'tsman, J.P. Poizat, and J.-C. Villégier, "Spectral dependency of superconducting single photon detectors," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, 2010, p. 116103.
- [6] X. Hu, D. Masciarelli, E.A. Dauler, and K.K. Berggren, "Efficiently Coupling Light to Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, pp. 336-340.
- [7] V. Anant, A.J. Kerman, E.A. Dauler, J.K.W. Yang, K.M. Rosfjord, and K.K. Berggren, "Optical properties of superconducting nanowire single-photon detectors," *Optics Express*, vol. 16, Jul. 2008, p. 10750.
- [8] A.J. Kerman, E.A. Dauler, W.E. Keicher, J.K.W. Yang, K.K. Berggren, G.N. Gol'tsman, and B.M. Voronov, "Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters," *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006, pp. 111-116.
- [9] P. Cavalier, C. Constancias, P. Feautrier, L. Maingault, A. Morand, and J.-Claude Villégier, "SWIFTS Waveguide Micro-Spectrometer Integrated on top of a 1D-NbN SNSPD Array," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2011, pp. 1-5.
- [10] C. Constancias, R. Espiau de Lamaestre, O. Louveau, P. Cavalier, and J.-C. Villégier, "Patterning issues in superconducting nanowire single photon detector fabrication," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 25, 2007, p. 2041.
- [11] "Knife Edge measurement of Gaussian Beam - <http://www.ensc.sfu.ca/~glennnc/e894/e894la1-extra4.pdf>."

Chapitre VI – Réalisation et Caractérisation des puces SWIFTS-SNSPD

1. Instrumentation et caractérisation	173
1.1. Caractérisation physique	173
1.2. Caractérisation électro-optique.....	173
1.2.1. Objectif	173
1.2.2. Protocoles de mesure	175
2. Etude du lot SWIFTS-SSPD #1	179
2.1. Fabrication	179
2.1.1. Déroulé du process	179
2.1.2. Caractéristiques des puces	180
2.2. Caractérisations des puces de la plaque SWIFTS-SNSPD#1.....	181
2.2.1. Etudes physiques	181
2.2.1.1. Mesure de la température critique	181
2.2.1.2. Mesure des résistances à chaud	182
2.2.2. Mesures Electro-Optiques	183
2.2.2.1. Relevé des courants critiques	183
2.2.2.2. Nanofils en fonctionnement	184
2.3. Conclusions sur la fabrication et le test de la plaque SWIFTS-SNSPD#1	186
3. Etude du lot SWIFTS-SSPD #2	187
3.1. Fabrication	187
3.1.1. Déroulé du process	187
3.1.2. Caractéristiques des nanofils	187
3.2. Caractérisations des puces de la plaque SWIFTS-SNSPD #2	188
3.2.1. Caractérisations physiques	189
3.2.1.1. Mesure de l'épaisseur des nanocouches	189
3.2.1.2. Mesure de la température critique	190
3.2.2. Mesures Electro-Optiques	191
3.2.2.1. Mesure des résistances à chaud - Détermination des pontages	191
3.2.2.2. Mesures de courants critiques sur les nanofils	191
3.2.2.3. Fonctionnement en détection des nanofils du deuxième lot	194
3.2.2.3.1. Défaut d'alignement	194
3.2.2.3.2. Alignement réussi.....	196
3.3. Conclusions sur la fabrication et le test de la plaque SWIFTS-SNSPD#2	199

4. Capacités spectroscopiques possibles	199
Références	201

Ce chapitre s'attache à présenter les résultats obtenus sur les puces SWIFTS-SNSPD. Nous nous intéresserons aux mesures réalisées sur les puces issues des deux lots de fabrication menés à terme. Ces lots comportent quelques différences notables, que nous détaillerons dans les parties qui leur sont consacrées. Le deuxième a notamment bénéficié de l'expérience acquise après la fabrication du premier, ainsi que des améliorations et des ajustements mis en place, ce qui se reflètera sur la réponse des dispositifs.

Nous rappellerons dans un premier temps les moyens de caractérisation, avant de décrire séparément les deux lots SWIFTS-SNSPD. Nous soulignerons leurs différences dans le procédé de fabrication et les répercussions sur leur fonctionnement. Nous analyserons enfin leurs caractéristiques de comptage et tenterons d'en tirer les conclusions les plus significatives.

1. Instrumentation et caractérisation

La caractérisation des SWIFTS-SNSPD consiste en la mesure de la réponse des nanodétecteurs au signal lumineux qu'on injecte dans le guide. Elle s'apparente donc en très grande partie à la caractérisation des SNSPD classiques décrite dans le chapitre 4, que nous ne rappellerons que brièvement. Nous détaillerons néanmoins les quelques protocoles spécifiques à la mesure des SWIFTS-SNSPD, notamment concernant l'alignement fibre-guide.

1.1. Caractérisation physique

La caractérisation physique des couches et des nanofils permet d'accéder à l'épaisseur du NbN et à sa température critique. Elle est essentielle pour estimer la qualité de la nanocouche supraconductrice et pour calculer les densités de courant appliquées par la suite.

1.2. Caractérisation électro-optique

Le montage électro-optique, ainsi que son instrumentation, sont détaillées à la fin du chapitre 5. Les grandeurs mesurées ont été expliquées en fin de chapitre 4, et concernent les caractéristiques de comptage des détecteurs.

1.2.1. Objectif

Il s'agira pour nous de déterminer la réponse des nanofils SSPD à l'injection de lumière dans le dispositif. Pour cela, nous mesurerons la caractéristique de comptage en fonction de la polarisation en courant, avec et sans lumière.

L'objectif ultime étant de caractériser la présence des franges d'interférences, nous aurons recours à deux sources laser différentes (Fig.VI-1) :

- Une source Thorlabs-FL7002 ASE, large bande, 1.52-1.61 μ m.
- Une source Thorlabs-S3FC, bande étroite, centrée sur 1.55 μ m (+/-1nm).

Ces sources produisent en effet des interférences avec des profils distincts : la source large bande produira des franges peu contrastées sur une distance réduite, tandis que la source étroite bande en produira sur des distances beaucoup plus importantes avec un contraste marqué.

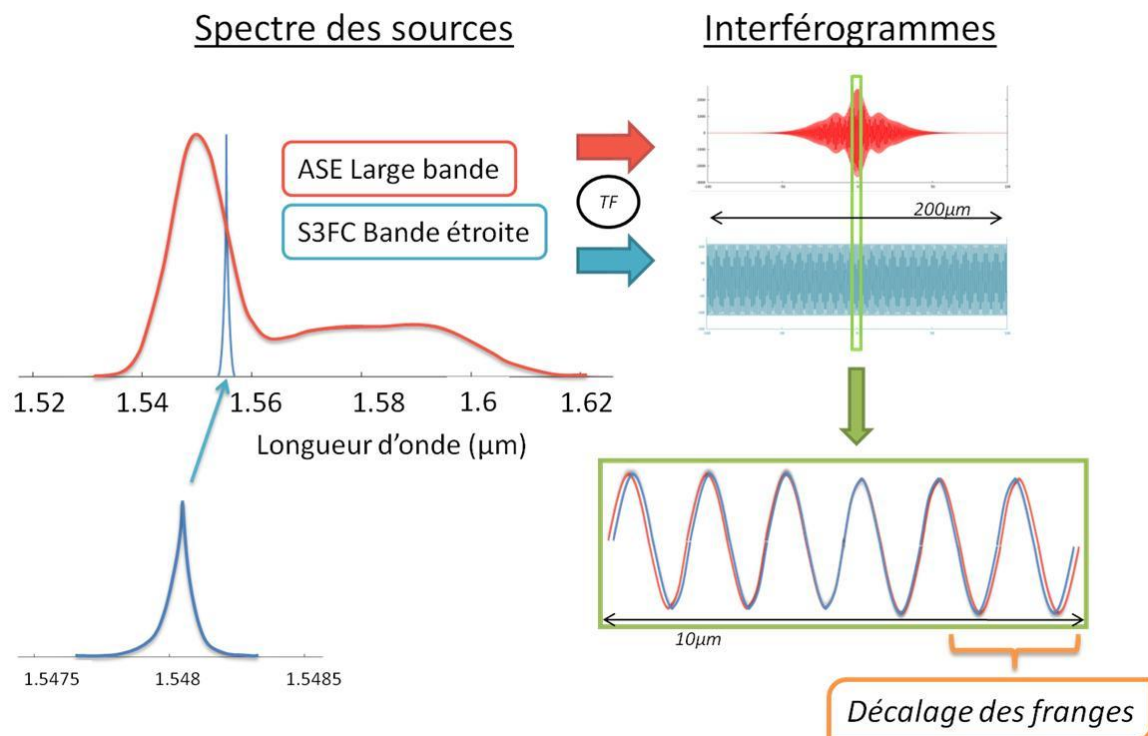


Fig. VI - 1 : Spectres des sources utilisées (d'après les données du fabricant) et calcul de l'interférogramme produit par transformée de Fourier dans un milieu d'indice similaire à l'indice effectif du guide (1.88). On constate un décalage des franges d'interférences, induit par la différence des spectres des sources laser.

Il est à noter qu'une éventuelle dissymétrie de chemin optique dans les branches de l'interféromètre aura pour conséquence de produire les interférences avec un léger écart par rapport au centre de la boucle, décalant la zone où les franges sont observables. Cela peut aussi nuire au contraste en atténuant différemment les signaux des branches.

En réglant les sources à une même puissance d'injection (à l'aide d'un atténuateur et d'un puissance-mètre), la différence du profil des franges devrait se répercuter sur la lumière détectée par les nanofils : si les interférences ont bien lieu, un même détecteur ne verra pas la même intensité lumineuse suivant le laser choisi en entrée. Dans le cas inverse, soit en l'absence de franges, ses caractéristiques de comptage devraient être identiques pour les deux lasers compte tenu de leurs puissances égales.

L'utilisation de 2 sources permet également de pouvoir caractériser la présence d'interférences avec 1 seul détecteur positionné loin de la frange centrale, où les profils stationnaires diffèrent significativement. Ceci permet de contourner le problème des détecteurs adjacents défectueux, mais empêche le relevé précis du profil des franges d'interférences, qui nécessite la mesure en plusieurs points distincts le long du guide. Néanmoins, cette configuration permet de caractériser plus rapidement la présence d'interférences, avant de procéder au relevé du profil.

1.2.2. Protocoles de mesure

La mesure d'un échantillon comporte plusieurs étapes :

- Vérification du bon fonctionnement électrique des nanofils : on trace pour cela les caractéristiques I-V [programme labview IV_SSPD2], en vérifiant notamment si le niveau de courant critique (I_c) est supérieur au niveau du hotspot plateau (I_{hs}).
- Détermination de la hauteur des pics de détection : on règle le niveau de discriminateur du compteur d'impulsions [CTS_LVL], en polarisant un détecteur proche de son courant critique. Il faut choisir ce discriminateur tel que le signal de détection se distingue suffisamment du bruit, tout en n'adoptant pas lui-même le profil que le bruit électronique, comme montré à la figure VI-2 (les niveaux choisis sont en général faibles, de l'ordre de 5,5mV). Ceci permet par la suite de suivre le signal de comptage du détecteur.

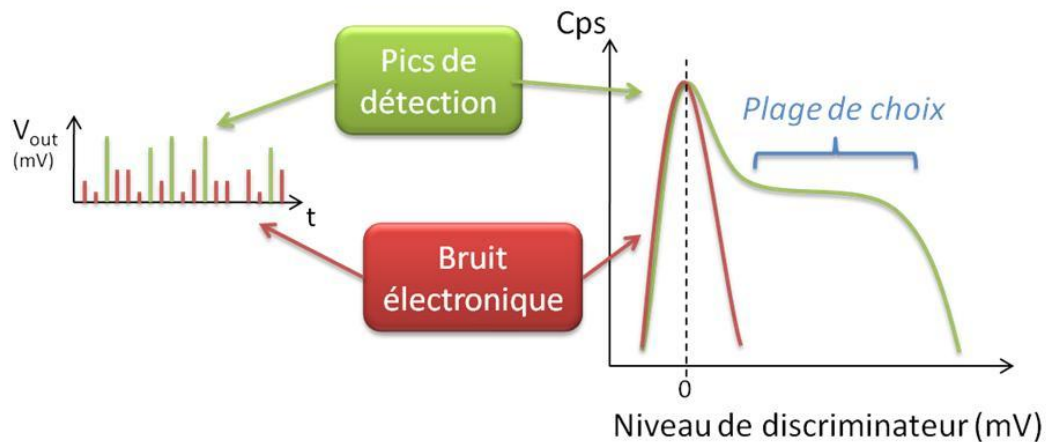


Fig. VI - 2 : Réglage du niveau de discriminateur à une valeur se distinguant du bruit électronique.

- Alignement de la fibre : en se polarisant proche de I_c (tout en maintenant un niveau de coups d'obscurité pas trop élevé), on suit l'évolution du comptage d'un détecteur [cts(t)_lvl] en tentant de le maximiser en fonction des déplacements. Le but est de s'aligner d'abord verticalement par rapport au plan du guide, pour ensuite balayer la tranche jusqu'à se trouver en face de l'arête (la détection sera alors maximale). Le protocole d'alignement sera détaillé ensuite.

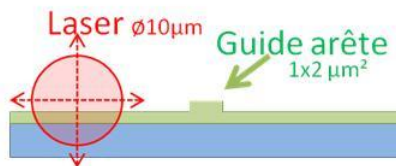


Fig. VI - 3 : Alignement du faisceau de la fibre sur le guide en arête.

- Mesure de la réponse des détecteurs à la lumière : une fois l'alignement réalisé, on peut procéder à l'analyse des franges d'interférences. On mesure pour cela les caractéristiques de comptage des détecteurs en fonction des deux sources laser. Les nanofils sont numérotés de 1 à 24, et les SSPD présents sur les puces sont annotés A ou B :

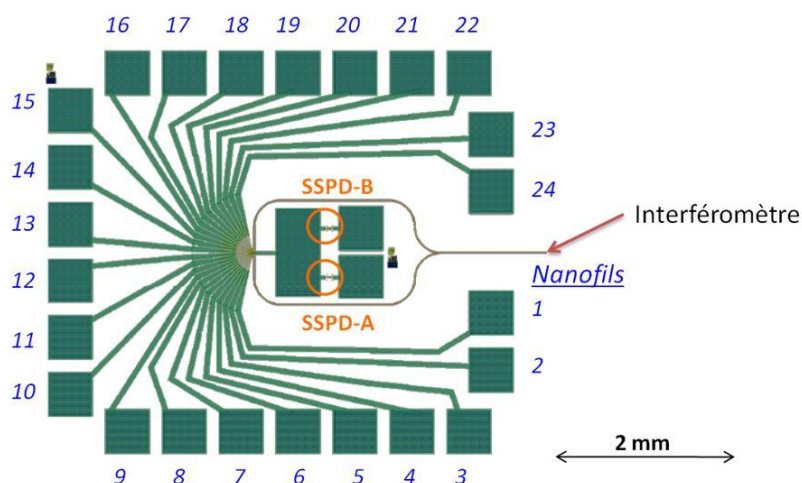


Fig. VI - 4 : Dessin d'une puce SWIFTS-SNSPD, avec les nanofils SSPD numérotés de 1 à 24, et les deux SSPD-tests annotés A et B.

Protocole d'alignement :

L'alignement de la fibre en face du guide en arête constitue l'étape la plus longue et critique de la manipulation. Elle est néanmoins indispensable pour coupler correctement le signal lumineux dans le guide et créer des interférences au niveau des détecteurs.

Pour cela, on procède à la démarche suivante :

- On effectue un premier alignement grossier sous microscope
- On branche le spectromètre et le laser : la lumière réfléchi par la tranche interfère avec la lumière incidente, créant des oscillations sur la courbe du spectre mesuré. La période de ces oscillations dépend de la distance fibre-tranche [1] :

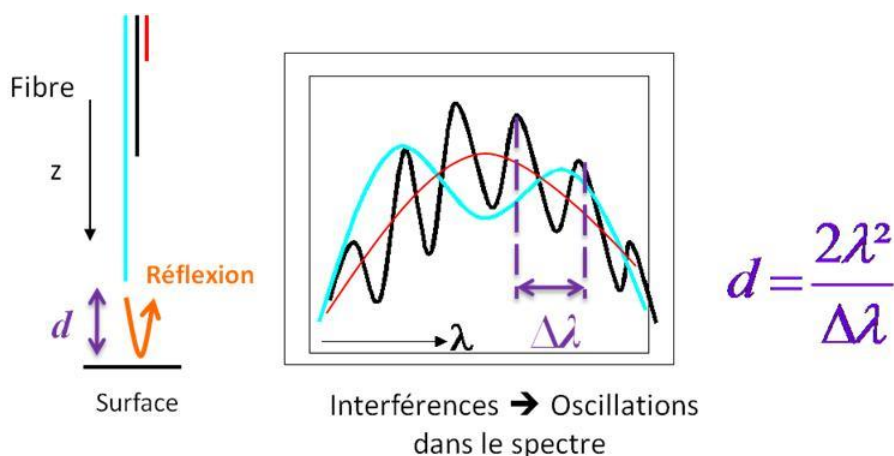


Fig. VI - 5 : Approche de la fibre sur une surface réfléchissante et effet sur le spectre relevé. Cette méthode permet de se placer très proche de la surface (moins de 10μm) tout en contrôlant la distance fibre-surface.

- On déplace la fibre verticalement vis-à-vis de la tranche : lorsque la fibre est au dessus de la puce, il n'y a plus de faisceau réfléchi, les oscillations du spectre disparaissent. (Fig.VI-6)

Cette technique permet de se situer dans un 1^{er} temps dans le voisinage immédiat de la surface de la puce.

Cependant, lorsqu'on descend à froid, la fibre bouge légèrement. Il faut alors se réaligner progressivement, en tentant de retrouver à chaque fois la tranche de l'échantillon, en déplaçant la fibre vers le substrat. Une fois l'alignement retrouvé, il s'agit de coupler l'énergie plus précisément dans le guide plan.

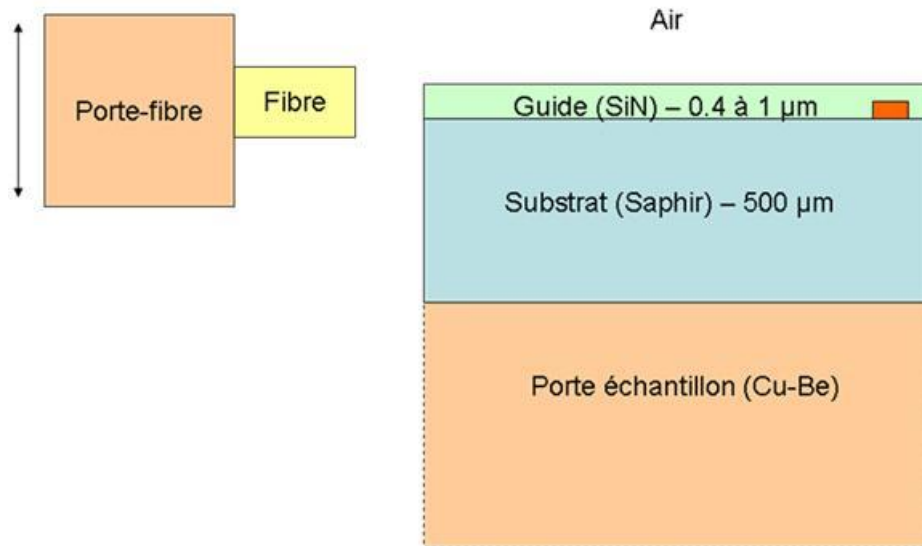


Fig. VI - 6 : Schéma de l'alignement de la fibre sur la tranche de SiN.

Pour un alignement plus précis, on a alors recours aux signaux des détecteurs (Fig.VI-7) :

- Un faisceau diffusant dans le substrat est 'vu' par un détecteur, ce qui se manifeste par un décalage de sa caractéristique de comptage par rapport aux coups sombres.
- En partant du niveau du substrat, on déplace la fibre dans le sens « haut » (pour passer progressivement au dessus de la puce), tout en suivant en temps réel le taux de comptage du détecteur : celui-ci doit être constant lorsque la fibre est devant le substrat, et diminue petit à petit lorsque la fibre arrive sur l'arête et passe au dessus de la puce, jusqu'à atteindre un niveau très faible.
- Il faut alors revenir se placer à cette transition, afin d'être sûr de coupler de l'énergie dans le guide plan.

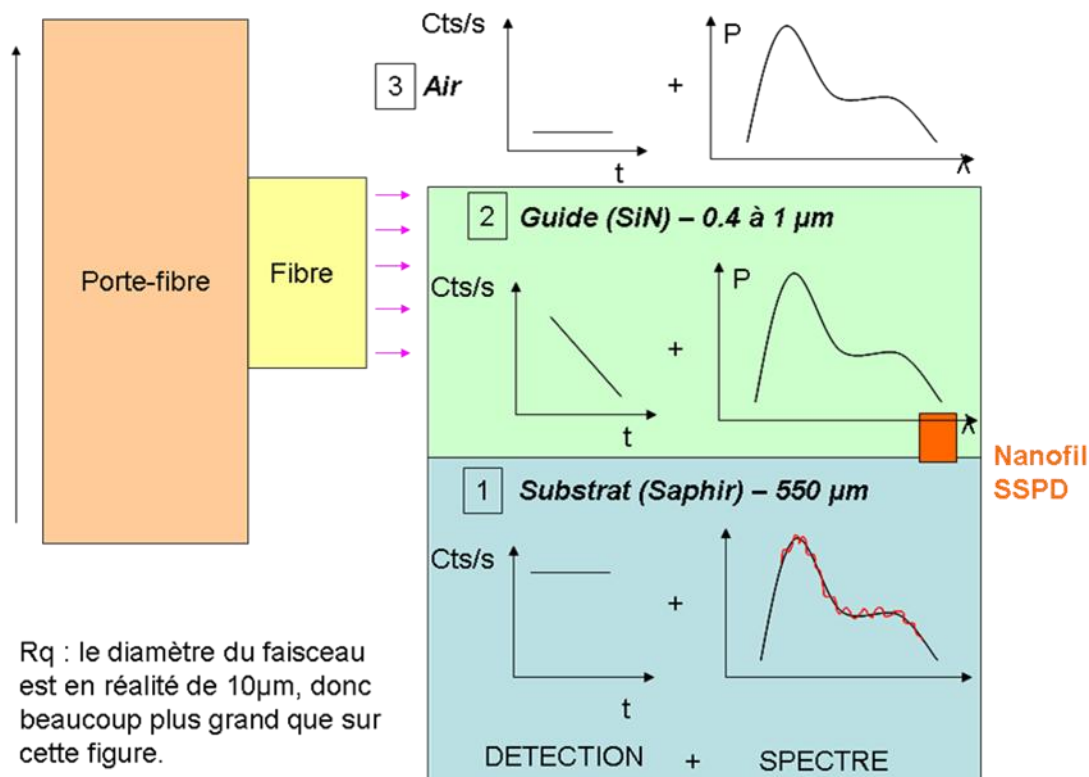


Fig. VI - 7 : Protocole d'alignement vertical de la fibre en face du guide plan.

Une fois cet alignement vertical réalisé, on doit balayer la tranche afin de se trouver en face de l'arête guidante, ce qui se manifeste par un niveau de comptage très élevé (>10 fois le niveau de détection d'un signal diffusant dans le guide plan) sur une petite plage de déplacements horizontaux.

On peut mentionner une dernière pièce qui fut conçue ultérieurement, suite aux difficultés rencontrées pour l'alignement lors des campagnes de caractérisation : il s'agit d'une « mire d'alignement », dessinée spécialement pour permettre un alignement progressif en donnant des informations quant au placement de la fibre. En effet, cette mire consiste en un masque réfléchissant, avec une fenêtre face à l'emplacement du guide. La mire est conçue de sorte d'avoir des marches à proximité immédiate de cette fenêtre, qui réfléchiront le laser de façon différente (la distance fibre-surface varie de $100\mu\text{m}$ d'une marche à l'autre). Dans cette configuration, on peut espérer une étape d'alignement plus contrôlable et reproductible, car on disposera d'une estimation de la position absolue de la fibre. La pièce, dessinée conjointement avec Eric Stadler (IPAG), est présentée dans la figure suivante :

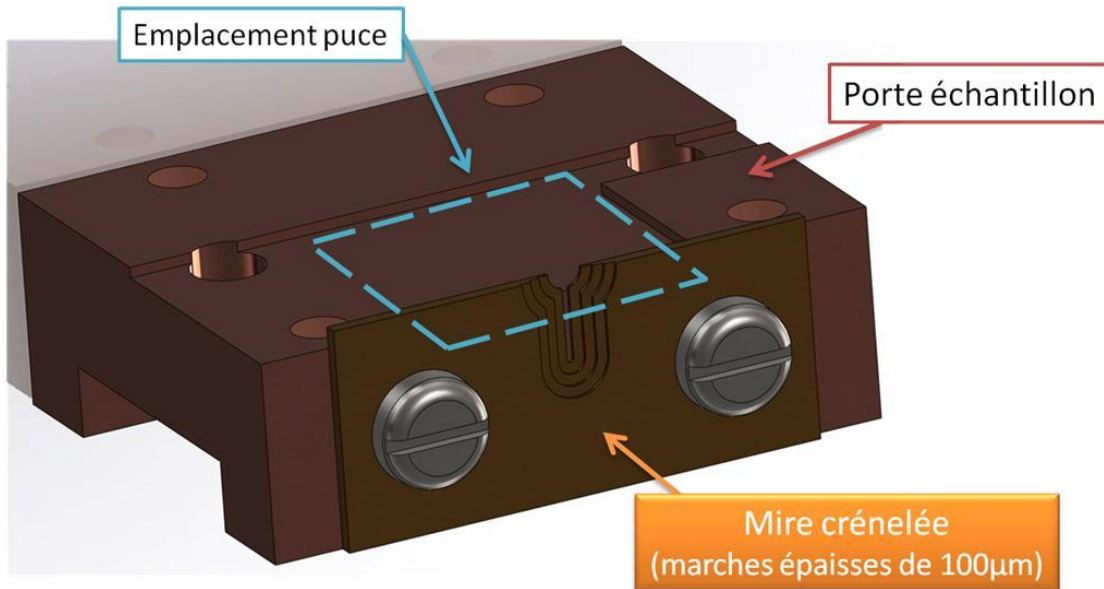


Fig. VI - 8 : Modèle 3D du porte échantillon muni d'une mire d'alignement crénelée, avec une fenêtre d'injection en face du centre de la puce.

2. Etude du lot SWIFTS-SSPD #1

2.1. Fabrication

2.1.1. Déroulé du process

Le premier lot SWIFTS-SNSPD a été réalisé sur un wafer 4" d'empilement MgO(2nm)-NbN(4.5nm)-Saphir, soit la plaque A2241 présentée au chapitre 5 dans le tableau récapitulatif des lithographies électroniques. L'étape d'ebeam avait produit des résultats mitigés, avec notamment un recouvrement de motifs issus de plusieurs tentatives d'exposition, ce qui rendait de facto plus de la moitié des détecteurs (14/24) non fonctionnels (Fig.VI-9). Compte tenu du faible temps alors disponible, il fut néanmoins décidé de mener la plaque jusqu'au bout de la fabrication.

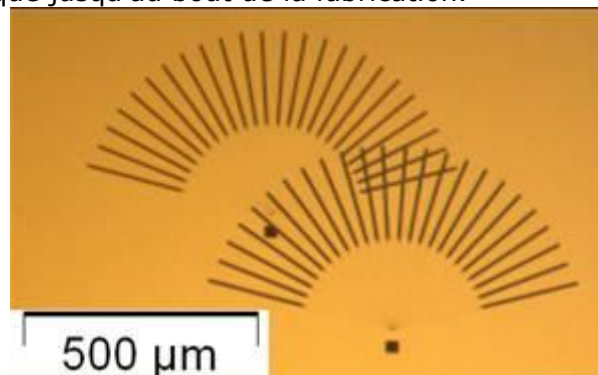


Fig. VI - 9 : Photo prise au microscope des nanofils, on y constate le recouvrement de motifs issus de 2 tentatives d'insolation.

Les étapes suivantes du procédé ont révélé plusieurs défauts importants au niveau des paramètres et des méthodes de fabrication prédéfinis :

- Liftoff des contacts : la résine initialement choisie (UV5) ne convenait pas au liftoff des contacts car tout l'or se décollait. Cela était probablement dû à une épaisseur

trop fine de la résine, que nous avons alors changée pour l'AZ1512HS, qui a donné de bien meilleurs résultats.

- Dépôt de SiN : la présence d'or sur la plaque nécessite de la manipuler avec précaution pour limiter les risques de contamination. Dans le cas du bâti de dépôt de SiN, le wafer doit être posé sur une plaque de support pouvant absorber d'éventuelles particules d'or diffusées à travers le substrat, afin d'éviter une contamination de la chambre. Ce support est idéalement un wafer 200mm, en Silicium par exemple, mais faute d'en disposer à ce moment-là nous avons utilisé deux wafers 4" de Si comme alternative. Cette solution était imparfaite puisque certaines parties de notre plaque n'étaient pas en contact avec le support, ce qui nuit localement à son refroidissement et entraîne un dépôt non uniforme (caractérisé ensuite à $1 \pm 0.1 \mu\text{m}$). Nous n'avions pas rencontré ce problème lors de la fabrication des guides sur substrat de saphir car il n'y avait pas d'or dans ce cas là.
- Gravure des guides : les vitesses de gravure en pleine plaque sont en moyenne trois fois supérieures aux vitesses de gravure sur de petits échantillons, comme il a été expliqué dans le chapitre 5. Ceci a mené à une surgravure du SiN lors de la définition des guides, dont la hauteur d'arête s'est établie à $0.6\mu\text{m}$.

Ces ajustements ont nécessité de reprendre plusieurs étapes (lorsque possible) pour aboutir au résultat voulu.

Ce premier déroulé de fabrication a néanmoins apporté des conclusions positives concernant d'autres étapes, notamment au niveau de l'utilité de la couche de passivation de MgO qui a efficacement servi de couche d'arrêt pour la gravure totale du SiN lors de la reprise des contacts.

Ce premier lot, malgré les difficultés rencontrées, a donc permis la réalisation des premières puces SWIFTS-SNSPD et la mise à l'essai du banc de caractérisation.

2.1.2. Caractéristiques des puces

Comme nous venons de le préciser, les guides de ce lot ont été surgravés, pour aboutir à des dimensions de $1 \pm 0.1 \mu\text{m}$ de cœur, et une hauteur d'arête de $0.6\mu\text{m}$ (contrôles faits par ellipsométrie et profilomètre). Ceci a pour effet de modifier l'indice effectif et donc les propriétés de guidage, avec notamment l'apparition d'un mode supérieur. Voici les indices calculés avec l'outil EIMS, déjà utilisé au chapitre 3 [2], sur des guides larges de $1.6\mu\text{m}$, avec les profils des modes présents correspondants :

Cœur d'épaisseur $1.1\mu\text{m}$

Neff TE 00 : 1.867	Neff TE 01 : 1.805
Neff TM 00 : 1.851	Neff TM 01 : 1.780

Cœur d'épaisseur $0.9\mu\text{m}$

Neff TE 00 : 1.843	Neff TE 01 : 1.768
Neff TM 00 : 1.825	Neff TM 01 : 1.759

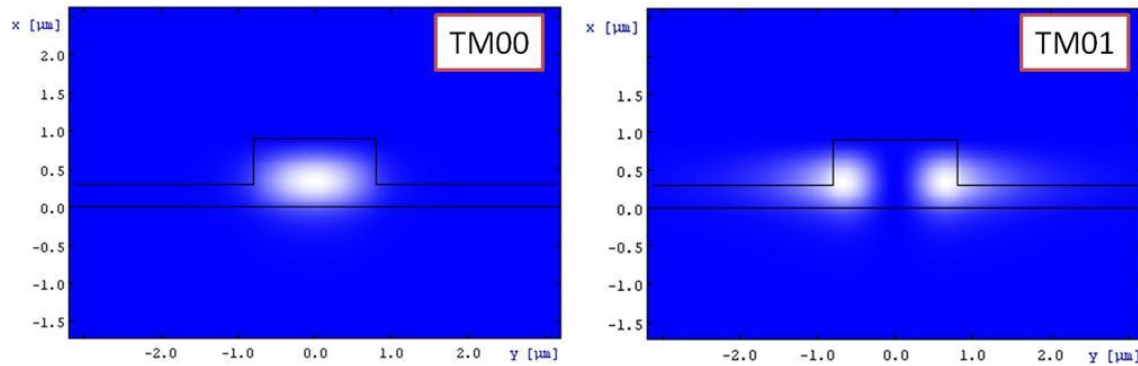


Fig. VI - 10 : Profils d'intensité des modes TM00 et TM01 dans des guides d'ondes de largeur $1.6\mu\text{m}$, de hauteur de cœur $1\mu\text{m}$, de hauteur d'arête $0.6\mu\text{m}$, à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$, calculés avec l'outil EIMS.

De plus, le confinement plus important induira des pertes supplémentaires dues aux rugosités et aux courbures.

Dans ces conditions, nous considérerons que nous ne serons pas en mesure de produire des franges d'interférences sur ce lot de puces.

Enfin, aucun contrôle MEB n'ayant été fait suite à la gravure du NbN, on ne connaît pas l'état réel des nanofils fins, notamment concernant d'éventuels pontages. Ceux-ci sont hautement probables, comme le suggéreront les mesures de résistances à chaud que nous verrons.

Malgré ces imperfections, nous verrons que les mesures de ces puces nous apporteront des résultats très utiles avant la réalisation du deuxième lot.

2.2. Caractérisations des puces de la plaque SWIFTS-SNSPD#1

A ce stade, nous ne savons encore rien de la validité de la conception amont : capacité du montage à injecter, fonctionnalité du guidage et de l'interféromètre, fonctionnalité des détecteurs sous SiN (impliquant la compatibilité du procédé et la finesse des nanofils encore jamais atteinte chez nous).

Nous déterminerons dans un premier temps si le NbN a conservé ses propriétés supraconductrices en mesurant sa T_c . Nous chercherons ensuite à savoir si les nanofils sont pontés en analysant leurs résistances à la température ambiante. Ceci nous dira dans quelle mesure nous pouvons caractériser leur réaction à la lumière.

Nous tenterons ensuite de monter les échantillons dans le montage de caractérisation, et de procéder à l'alignement de la fibre sur le guide. La démonstration d'une détection de lumière dans cette configuration permettra de valider la conception du montage, ainsi que la compatibilité de la filière de fabrication (qui aura permis la réalisation de nanofils détecteurs sous SiN).

2.2.1. Etudes physiques

2.2.1.1. Mesure de la température critique

On mesure la T_c pour un nanofil et un SNSPD de la puce. Les T_c ont été mesurés à 10.7K , ce qui signifie que le supraconducteur est toujours fonctionnel et que la compatibilité du procédé de fabrication est validée.

On constate toutefois que la transition supraconductrice s'opère avec un pied de transition important : l'échantillon ne devient supraconducteur que progressivement. Ceci peut être dû à des imperfections dans certaines parties des dispositifs, ou à une dégradation du NbN.

Un recuit (265°C/90min) a été réalisé afin de tenter de recristalliser le NbN et d'atténuer ce pied de transition, dont les résultats sont présentés ci-dessous :

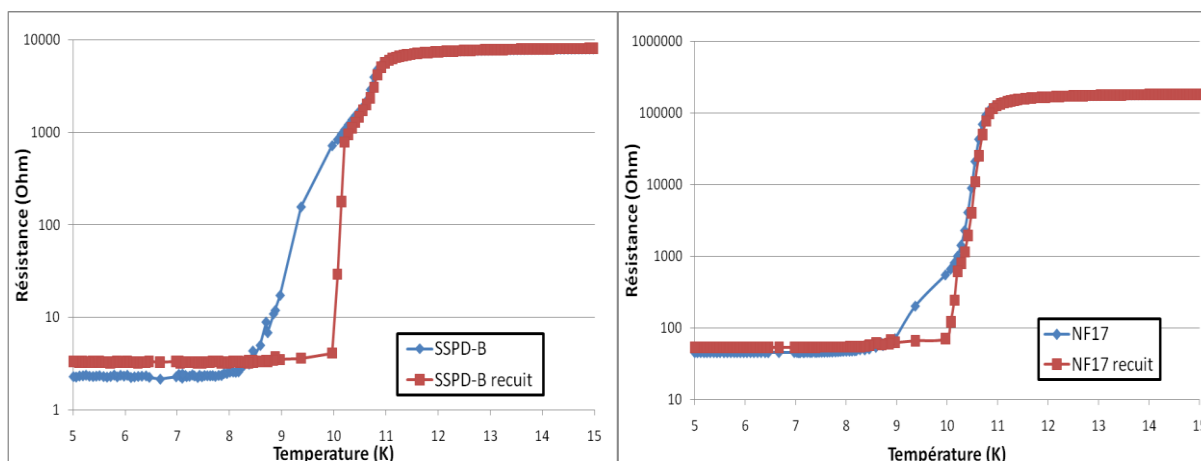


Fig. VI - 11 : Mesures $R(T)$ sur le nanofil 17 et le SSPD-B de la puce C5L3 issue du 1^{er} lot SWIFTS-SNSPD, avant et après recuit.

On remarque que la T_c n'est pas changée par le recuit, mais on constate une modification nette du profil de transition. Il semblerait donc que la transition large était effectivement due à des défauts du NbN ou à des liens faibles présents entre les nanofils.

En outre, nous avons constaté que le recuit a aussi eu pour effet d'homogénéiser les courants critiques, mais au détriment du taux de comptage (diminution de 1 ordre de grandeur).

2.2.1.2. Mesure des résistances à chaud

La mesure des résistances à chaud permet de vérifier le pontage des nanofils à travers la relation de proportionnalité qui relie la résistance d'un nanofil à sa longueur. Ainsi, un SNSPD deux fois plus long qu'un autre sera aussi deux fois plus résistif. Si cette relation n'est pas vérifiée, cela signifie que le courant emprunte des chemins différents et qu'il y a très probablement des pontages :

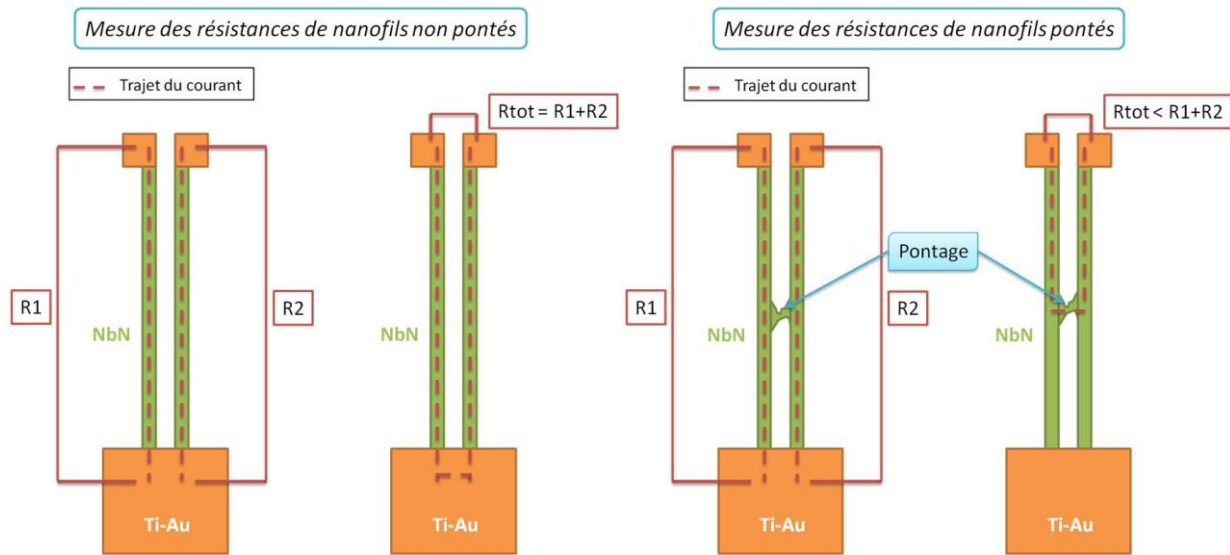


Fig. VI - 12 : Schémas des configurations de mesure de résistances à chaud, pouvant révéler la présence de pontages entre les nanofils.

Or les mesures réalisées sur les détecteurs issus de ce lot ne vérifiant pas cette proportionnalité, on en déduit qu'il existe des pontages importants, probablement dans les régions les plus denses du motif. Ces pontages peuvent être dus à une mauvaise définition des nanofils à l'étape de lithographie électronique, ou à des résidus de résine lors du délaquage qui ont empêché la gravure du NbN entre les nanofils. En effet, ce premier lot n'a pas été l'objet d'une étape de descum telle qu'elle a été décrite dans le chapitre 5, ce qui constitue un argument favorable aux résidus de résine. Le tableau regroupant les résultats est visible en Annexe E1.

Ces mesures nous suggèrent donc que la partie fine des nanofils est pontée et ne sera de toute façon pas fonctionnelle pour la détection d'interférences.

Néanmoins, la partie large des nanofils (200nm) au niveau de la structure divergeant vers les contacts peut faire l'objet d'études des courants critiques et des caractéristiques de comptage. Nous tenterons d'appliquer le protocole d'alignement de fibre (au moins vertical), afin de valider le fonctionnement du montage.

2.2.2. Mesures Electro-Optiques

2.2.2.1. Relevé des courants critiques

Nous pouvons mesurer les caractéristiques courant-tension pour accéder aux courants critiques des nanofils. Leur connaissance nous permettra d'effectuer des mesures de coups sombres par la suite.

Cependant il sera difficile d'établir le calcul des densités de courant correspondantes, puisque chaque nanofil comporte une partie où il s'affine de 200nm à 50nm en largeur (le lecteur pourra se reporter au descriptif en chapitre 5 pour plus de détails sur la structure des nanofils) : on sait que le nanofil perdra sa supraconductivité d'abord dans ses parties les plus fines, mais en l'absence de la connaissance précise des lieux de pontage on ne peut établir avec certitude la largeur où la transition s'opère. Ceci ne nous permet donc pas de calculer de façon fiable les densités de courant.

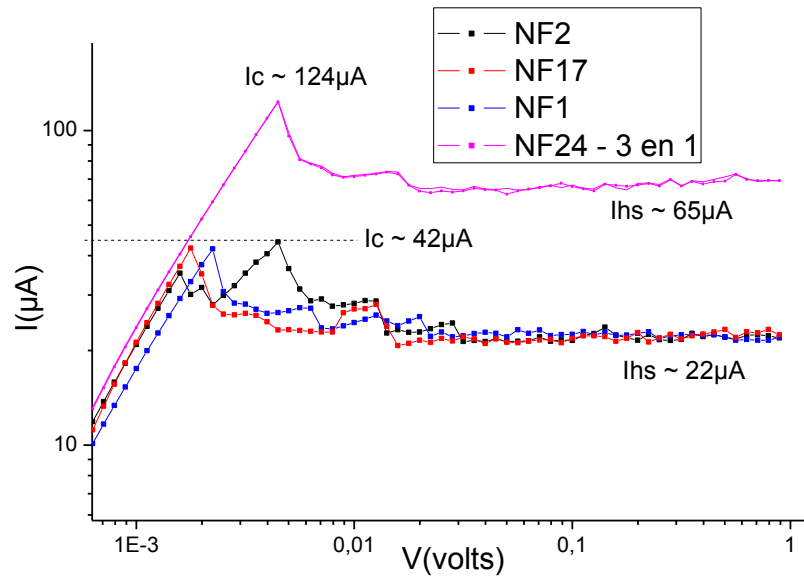


Fig. VI - 13 : Mesures courant-tension à 4.2°K sur plusieurs nanofils de la puce C4L3. NF24 est ponté avec NF22 et 23 du fait de chevauchements des motifs ebeam, ce qui se reflète sur des valeurs de courants trois fois supérieures aux niveaux des nanofils non pontés.

On constate des valeurs quasi identiques des I_c et I_{hs} pour différents nanofils, ce qui suggère que la transition a lieu pour des largeurs très proches. On constate également qu'on a bien $I_c > I_{hs}$, ce qui permet le bon fonctionnement du détecteur : on peut polariser suffisamment en courant pour créer un hotspot stable, en se plaçant à $I_{hs} < I_b < I_c$. Nous pouvons donc procéder au relevé des caractéristiques de comptage.

2.2.2.2. Nanofils en fonctionnement

Mesurons dans un premier temps la caractéristique de comptage sans lumière. Ceci nous donnera une référence avant d'injecter un signal lumineux et tenter d'en caractériser l'impact.

Etude des coups sombres

Les coups sombres des nanofils sont mesurés en suivant l'évolution du nombre de coups par seconde avec l'augmentation du courant de polarisation.

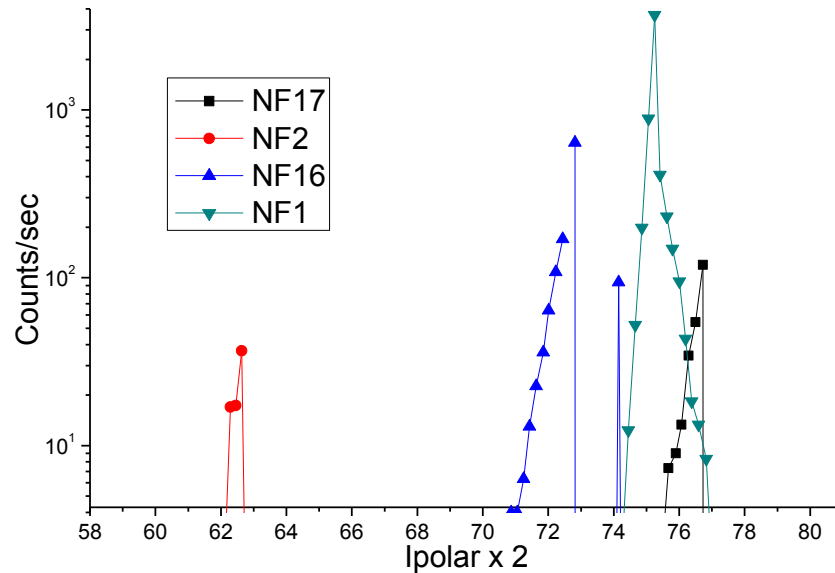


Fig. VI - 14 : Relevés de coups d'obscurité pour les nanofils 1-2-16-17 d'une puce issue du 1^{er} lot SWIFTS-SNSPD.

On constate que le nombre maximum d'impulsions avant transition est très faible (environ 1000 cps). Ceci peut être dû au fait que la transition résistive a lieu dans une zone où le nanofil s'affine : le courant de polarisation approche la valeur critique d'un secteur réduit, au lieu d'approcher la valeur critique du nanofil tout entier. La zone susceptible de transiter s'en trouve donc très réduite.

Ceci diminue la zone sensible du nanofil, mais ne remet pas en cause sa capacité de détection. Nous pouvons donc procéder à des mesures en injectant la lumière.

Effet de la lumière sur les échantillons SWIFTS-SNSPD#1

Aucun usage de la fibre n'ayant eu lieu jusqu'ici, cette étape est décisive quant à la validité du montage et de la méthode d'injection. Des difficultés supplémentaires sont à signaler, puisque non seulement les zones sensibles des détecteurs sont faibles, mais en plus le guide plan est très fin (pour cause de surgravure du SiN), ce qui limite la quantité de lumière transmise. Cette mesure a néanmoins permis de valider pour la première fois le montage et le couplage du signal lumineux dans le SiN.

En suivant le protocole d'alignement décrit plus haut, il a été possible de mettre en évidence une réaction des détecteurs aux déplacements de la fibre, dont la mesure la plus probante est présentée ci-dessous :

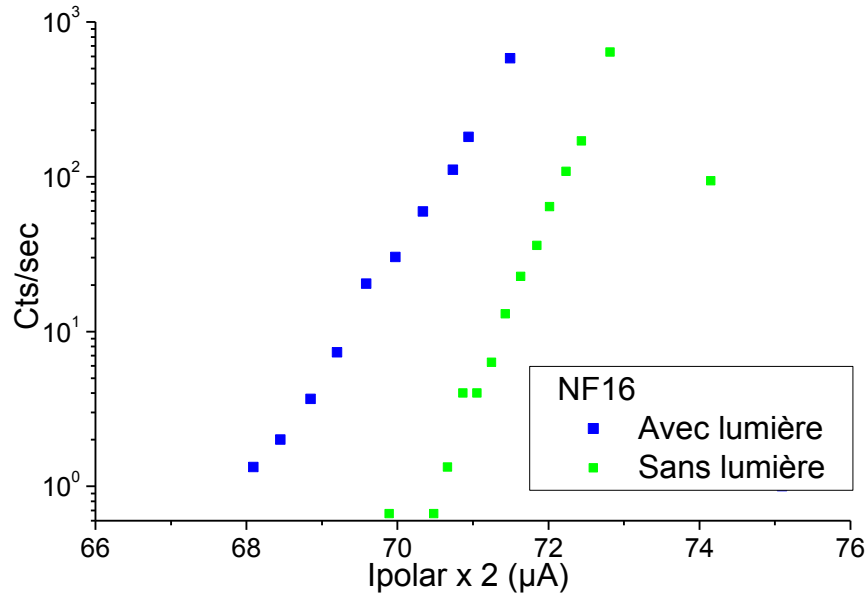


Fig. VI - 15 : Caractéristiques de comptage du nanofil 16, avec et sans lumière.

On relève un décalage clair de la caractéristique de comptage en lumière vers des valeurs d'intensité moindres, ce qui montre que le signal lumineux induit des transitions supplémentaires au nanofil. De plus, on a pu constater que le tracé 'Avec lumière' revient au niveau 'Sans lumière' lorsqu'on déplace la fibre progressivement au dessus ou en dessous du guide plan (coupant ainsi l'injection).

Cette courbe signifie donc que nous sommes en mesure d'injecter la lumière par la tranche de l'échantillon, et que le montage conçu en amont convient. On démontre également la capacité de détection des SNSPD sous SiN.

2.3. Conclusions sur la fabrication et le test de la plaque SWIFTS-SNSPD#1

Ce premier lot SWIFTS-SNSPD a permis plusieurs choses :

- Le déroulé intégral du procédé de fabrication a révélé des défauts à certaines étapes, auxquels on a apporté des solutions et des améliorations (liftoff des contacts, dépôt et gravure du SiN) pour mener à bien le process, tout en validant les autres. Ceci a permis de mettre en place un procédé 'amélioré' qui bénéficiera au lot suivant.
- Des protocoles de mesure et d'alignement ont été établis et appliqués avec succès sur les puces fabriquées, avec quelques résultats remarquables :
 - o Le montage convient à l'injection de lumière par la tranche
 - o Les détecteurs sous SiN sont fonctionnels

A ce stade, nous ne pouvons néanmoins pas procéder à la caractérisation des franges d'interférences : d'une part le guide SiN est surgravé, ce qui accentue les pertes par rugosités tout en le rendant multimode et donc susceptible d'entraîner un brouillage des franges. D'autre part, les pontages entre les nanofils NbN dans la zone exposée au guide n'auraient de toute façon pas permis de les relever.

C'est ce que nous essaierons de réaliser avec le deuxième lot SWIFTS-SNSPD.

3. Etude du lot SWIFTS-SSPD #2

3.1. Fabrication

3.1.1. Déroulé du process

Le deuxième lot a été réalisé sur la plaque A2280, comportant à l'origine une multicouche (AlN)-NbN-TaN-NbN sur substrat de Saphir, comme indiqué dans le tableau récapitulatif du chapitre 5.

Durant les essais de lithographie électronique, cette plaque a subi un grand nombre de recyclages qui ont eu un impact important sur la multicouche : en outre, il a été constaté visuellement que la couche s'était 'éclaircie', ce qui suggérait que la couche supérieure de NbN avait été fortement dégradée (voire détruite) par les recyclages successifs dans le bain de TMAH^a. Ceci fut confirmé ensuite par des mesures en réflectivité X, que nous détaillerons plus loin.

Néanmoins, c'est cette plaque qui a donné des résultats satisfaisants lors des tentatives d'insolation électronique, et c'est pourquoi nous avons décidé de la mener à terme.

L'examen MEB après la lithographie a révélé le problème des fonds de résine qui a été solutionné (au moins partiellement) par un descum rudimentaire comme il a été expliqué dans le chapitre 5. Le reste du procédé a pu être mené à bien, en prenant en compte les améliorations apportées après la fabrication du premier lot. Le dépôt des contacts a également été modifié (Ti-Au 30-150nm au lieu de 10-100nm), pour répondre aux problèmes d'adhérence des microsoudures faites pour la caractérisation des puces fabriquées alors.

3.1.2. Caractéristiques des nanofils

Les ajustements faits aux différentes étapes de fabrication ont mené à un dépôt de SiN uniforme sur la plaque, à une épaisseur de 1.1µm. Les guides ont été gravés à une hauteur d'arête de 0.35µm, ce qui garantit leur caractère monomode pour des largeurs d'arête jusqu'à 1.8µm. Compte tenu des pertes en propagation, on peut estimer que d'éventuels modes supérieurs seront rayonnés de façon significative pour les guides les plus larges (2µm).

L'examen MEB des nanofils après gravure a permis de constater des largeurs de nanofils entre 35 et 45nm, qui constituent des dimensions très proches de l'état de l'art mondial [20nm au MIT], et résolument inférieures à la majeure partie des détecteurs fabriqués dans les différents groupes travaillant sur les SNSPD (largeurs de l'ordre de 80nm). Globalement, les dimensions atteintes sont de l'ordre de 75% de la valeur nominale, ce qui suggère un sous-dosage de l'insolation lors de la lithographie électronique. Nous pouvons même mentionner la définition de nanofils fins de 20nm sur des motifs de contrôle, comme nous pouvons le voir sur la figure suivante :

^a TMAH : Hydroxyde de TetraMethylAmmonium

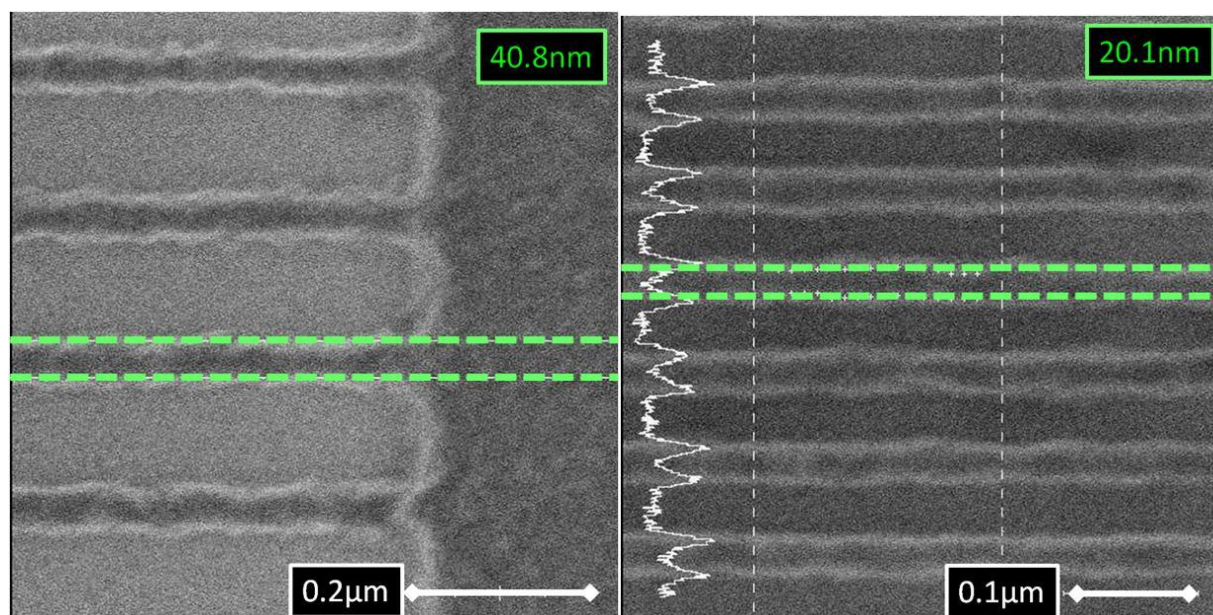


Fig. VI - 16 (a) et (b)
 (a) Cliché pris sur des nanofils SWIFTS, de largeur nominale 50nm
 (b) Cliché d'une mire de contrôle, de largeur nominale 30nm

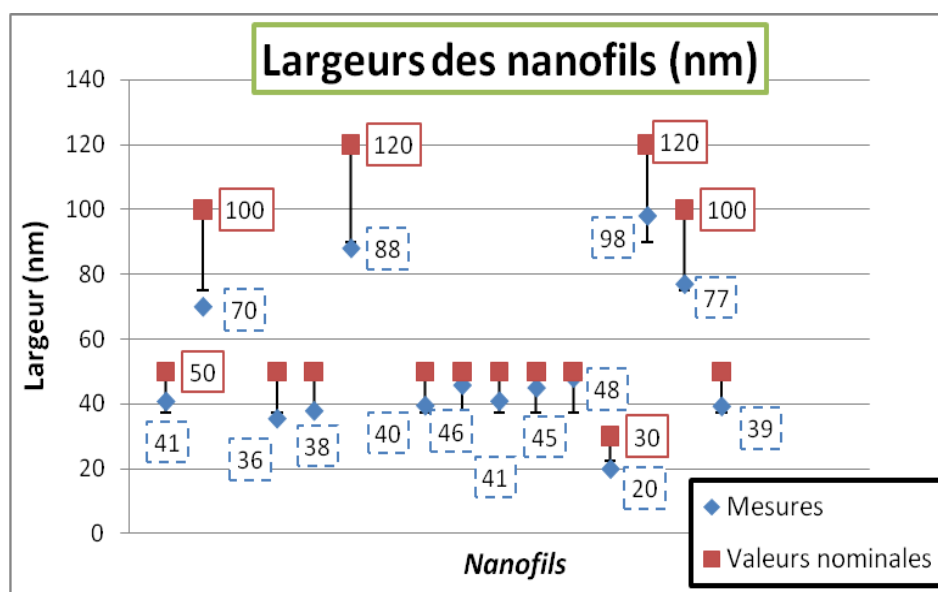


Fig. VI - 17 : Graphe récapitulatif des largeurs mesurées au MEB sur des nanofils après lithographie électronique, avant gravure du NbN. Les valeurs nominales sont affichées avec une barre d'erreur de - 25%, afin de montrer dans quelle gamme se situent les valeurs mesurées.

3.2. Caractérisations des puces de la plaque SWIFTS-SNSPD #2

Nous tenterons ici de réaliser ce qu'on n'avait pas pu faire avec les puces issues du premier lot, à savoir coupler la lumière dans le guide en arête et tenter de caractériser les franges d'interférences.

3.2.1. Caractérisations physiques

3.2.1.1. Mesure de l'épaisseur des nanocouches

L'apparence très claire de la plaque après les recyclages successifs nous a incités à mesurer de nouveau l'empilement de couches minces par réflectivité X. Les résultats sont montrés ci-dessous :

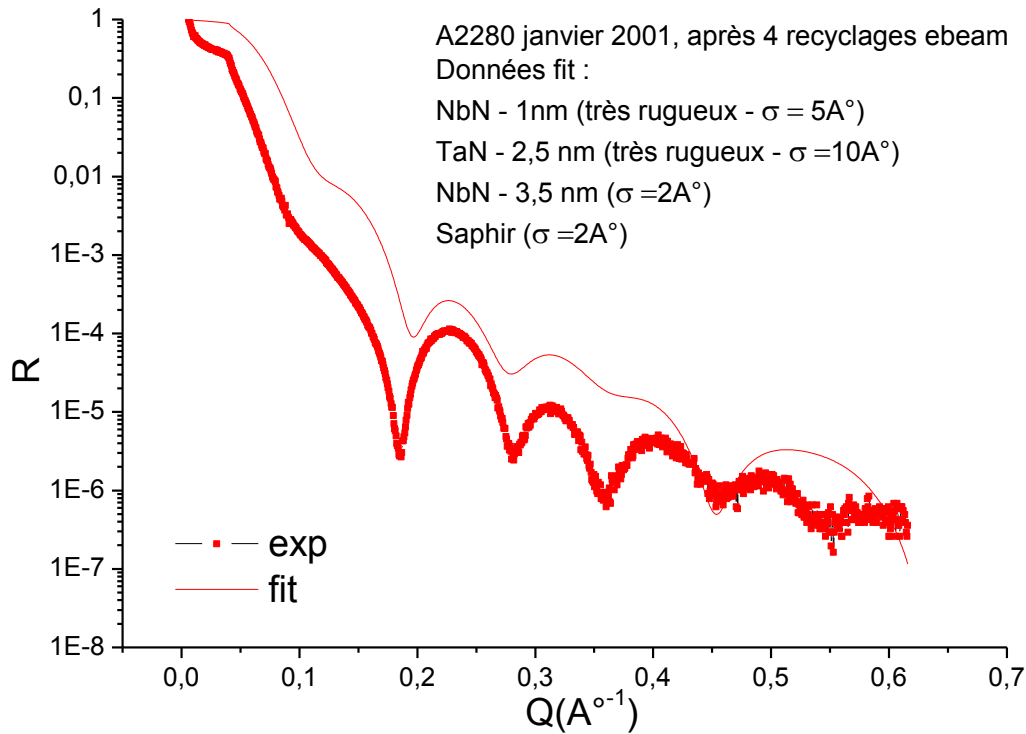


Fig. VI - 18 : Mesure de A2280 après les recyclages, avec les données du fit. La méconnaissance des propriétés du TaN (et d'un éventuel oxyde natif) n'a pas permis d'améliorer la précision de la simulation, mais on retrouve un profil semblable notamment au niveau des rebonds de la courbe.

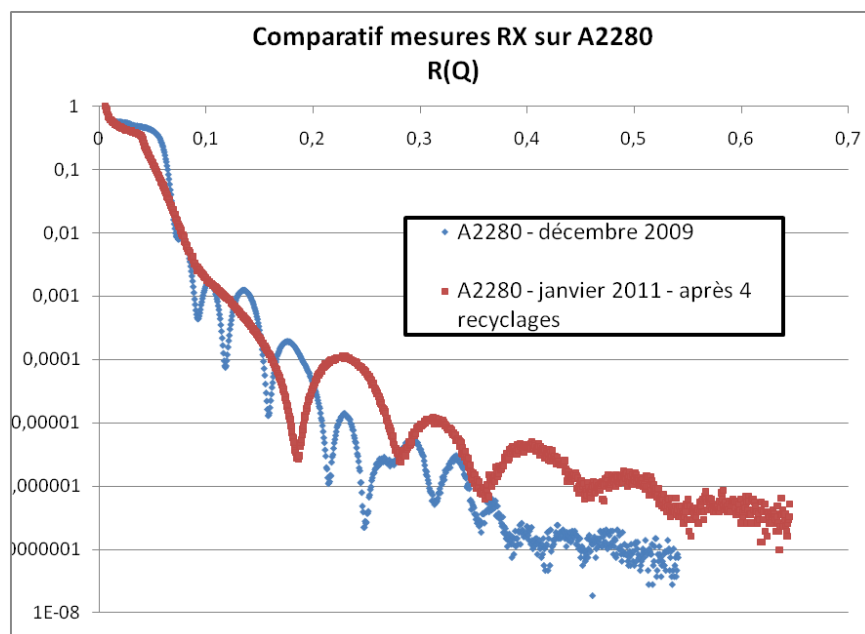


Fig. VI - 19 : Evolution de la couche A2280 depuis son empilement d'origine.

Nous constatons donc clairement que l'empilement a fortement évolué : la couche de passivation en AlN semble avoir totalement disparu, et la couche supérieure de NbN semble avoir été fortement dégradée. On peut alors estimer que le supraconducteur est constitué par la couche inférieure du NbN, épaisse d'environ 3.5nm.

3.2.1.2. Mesure de la température critique

La mesure des propriétés supraconductrices des nanofils a pu être réalisée à la fin du procédé :

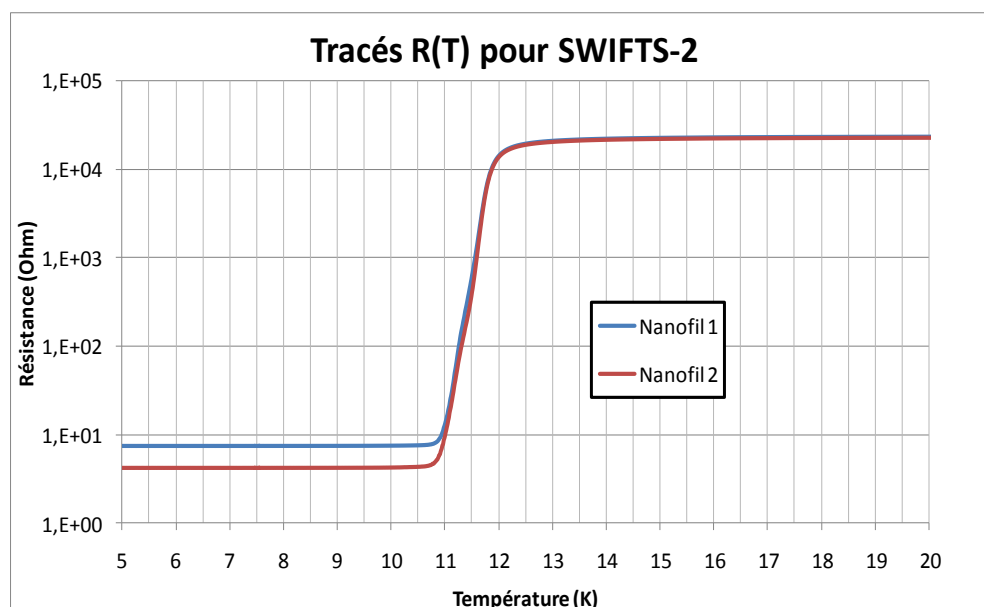


Fig. VI - 20 : Mesure des températures critiques de nanofils NbN du lot SWIFTS-2.

Nous pouvons ainsi constater que la température critique est d'environ 11.7K (soit 1K de plus que pour le lot SWIFTS-1), ce qui constitue une valeur satisfaisante compte tenu des dégradations subies par la couche.

3.2.2. Mesures Electro-Optiques

3.2.2.1. Mesure des résistances à chaud - Détermination des pontages

Le contrôle MEB des nanofils avant et après gravure du NbN a permis d'identifier à l'avance les nanofils pontés. Ces pontages ont été ensuite vérifiés en mesurant les résistances à chaud comme il a été décrit plus haut. Le tableau regroupant les valeurs est donné en Annexe E2.

A partir de ces mesures, nous avons sélectionné deux puces (C3L0 et C4L1), comportant très peu de pontages, pour la suite des caractérisations.

Ces puces comportent quelques différences :

- Au niveau de l'interféromètre intégré : les guides ont été définis avec des largeurs identiques (2 μ m), mais avec des tapers différents (2 μ m pour C3L0, 10 μ m pour C4L1).
- Au niveau de la largeur des nanofils : ces puces appartiennent à des secteurs exposés à des doses ebeam différentes, 90 μ C/cm² pour C3L0 et 97 μ C/cm² pour C4L1.

3.2.2.2. Mesures de courants critiques sur les nanofils

Compte tenu de la finesse de la couche supraconductrice et de l'étroitesse des nanofils, la mesure de leurs caractéristiques courant-tension est décisive pour savoir si les nanofils possèdent un potentiel de détection : à ces dimensions (jamais atteintes dans notre groupe), nous ne savons pas encore si le supraconducteur reste de qualité suffisante pour posséder un pic de courant bien distinct avant la transition résistive.

Les mesures réalisées sur plusieurs nanofils du dispositif, ainsi que sur un SSPD classique (en méandre) d'essai présent sur chaque puce, ont permis d'éclaircir ce point :

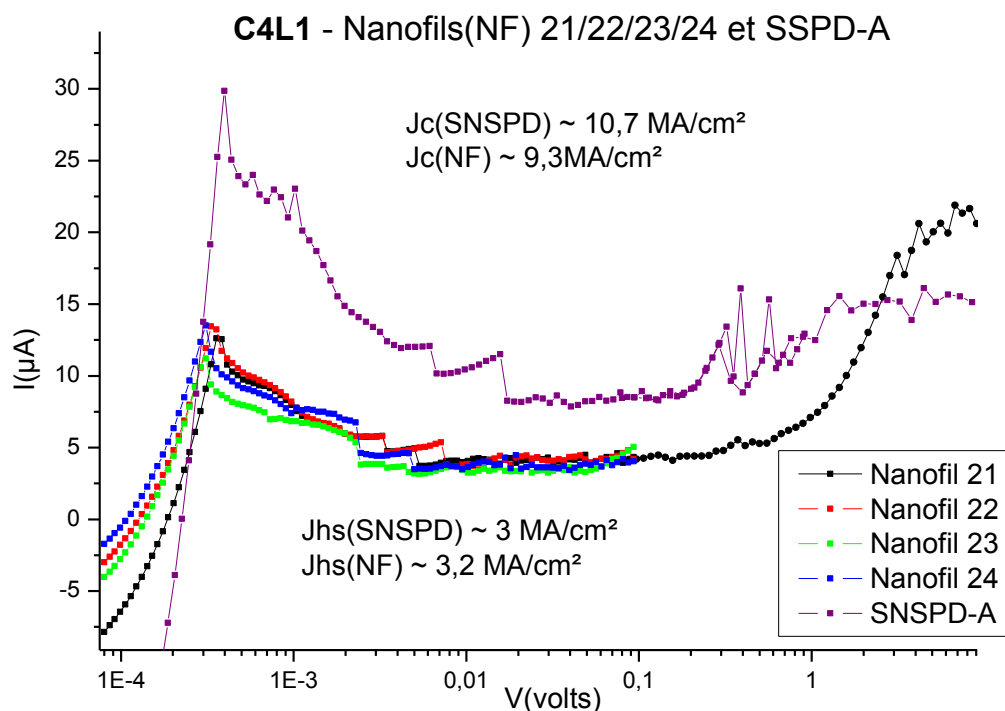


Fig. VI - 21 : Le calcul des densités de courant permet de penser qu'on est en présence de nanofils de 40nm de largeur et d'un SNSPD de 80nm de largeur de fil. En effet, les courants conservent un rapport identique aux dimensions, ce qui est un gage de bonne qualité du matériau supraconducteur : les propriétés supraconductrices ne sont pas modifiées par les dimensions des nanofils.

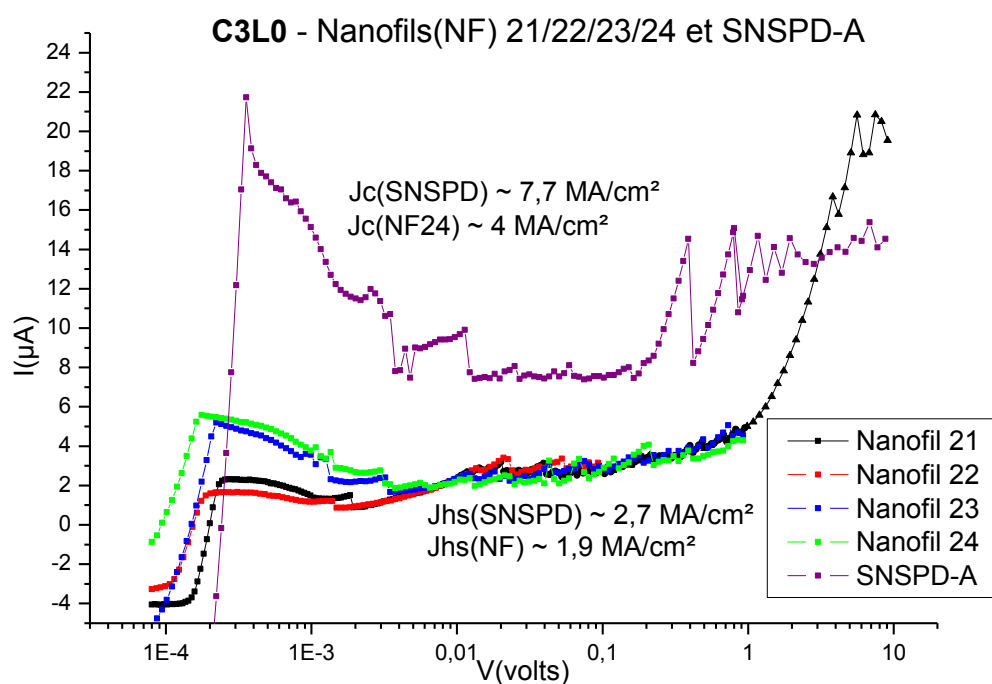


Fig. VI - 22 : Nous relevons des densités de courant critiques plus faibles que sur la puce précédente (en considérant les mêmes dimensions transverses des détecteurs), pouvant être dû à des nanofils plus fins et moins uniformes. On voit d'ailleurs que pour 2 nanofils (21 et 22) les pics de transition

sont inférieurs au niveau de hotspot plateau, ce qui suggère la présence de constriction dans ces nanofils. L'absence de pics, et en particulier, des transitions à des courants inférieurs à celui du hotspot plateau est nuisible pour la détection, comme nous le verrons par la suite.

Au vu de ces résultats, nous pouvons affirmer que malgré la dégradation de la multicouche d'origine et la finesse des nanofils, les détecteurs possèdent de bonnes propriétés de supraconduction, avec des niveaux de densités de courant critique particulièrement élevés. Ceci peut être compris en considérant la très faible largeur des nanofils, qui ne permet pas la formation de vortex dissipatifs, ce qui a pour effet d'augmenter la densité de courant critique.

Nous pouvons maintenant procéder à la mesure des propriétés de détection des nanofils.

Effet d'un recuit

Un recuit a été réalisé (265°C – 1h30) sur la puce C4L1 pour tenter de rendre la transition supraconductrice plus marquée^a. Nous avons constaté l'effet de ce recuit sur les profils de transition $R(T)$, qui a atténué le pied de transition. Des mesures de caractéristiques courant-tension permettent de voir l'effet du recuit sur le comportement électrique des nanofils :

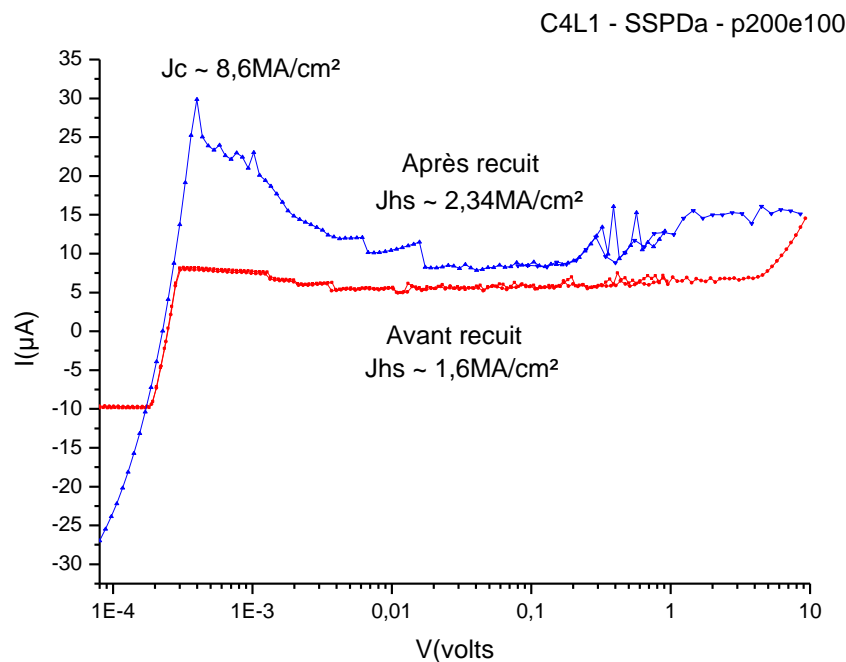


Fig. VI - 23 : Caractéristique I-V d'un méandre SNSPD sur la puce C4L1, avant et après recuit.

On constate une nette augmentation des niveaux de courant critique et de hotspot. Cette amélioration peut être due à une recristallisation du NbN lors du recuit. De plus, la nanocouche passivante de MgO chauffée peut avoir pour effet de « pomper » l'oxygène de l'oxyde natif sous-jacent, épurant ainsi le supraconducteur.

Une réserve doit être toutefois émise, car il fut diagnostiqué à posteriori qu'il pouvait y avoir un faible niveau d'Hélium restant lors de la mesure avant le recuit. Ceci a pu entraîner un problème de thermalisation du détecteur à 4.2K, pouvant dégrader sa supraconductivité et donc ses niveaux de courant. Des mesures complémentaires avec une étude systématique

^a Précisons que les mesures I-V sur cette même puce, présentées plus tôt dans ce paragraphe, ont été réalisées après ce recuit.

du recuit seraient nécessaires pour confirmer si le recuit a bien eu pour effet d'améliorer les propriétés électriques de la couche supraconductrice de façon si marquée.

3.2.2.3. Fonctionnement en détection des nanofils du deuxième lot

Le premier lot SWIFTS-SNSPD a permis de mettre en évidence la détection de lumière par les nanofils sous SiN, sans pour autant pouvoir mesurer des franges d'interférences. Nous chercherons donc à combler cet écueil sur le deuxième lot.

Pour cela, nous procédons à la même démarche que pour le premier, en mesurant les taux de coups d'obscurité, puis en alignant la fibre sur la tranche pour l'injection de lumière dans le guide plan. Nous nous intéresserons ici aux relevés de comptage réalisés pour plusieurs alignements, le but étant de s'aligner sur l'arête du guide afin de produire des interférences. Nous verrons notamment les caractéristiques pour des cas où la fibre n'est pas alignée sur l'arête, et les différences avec un cas d'alignement réalisé.

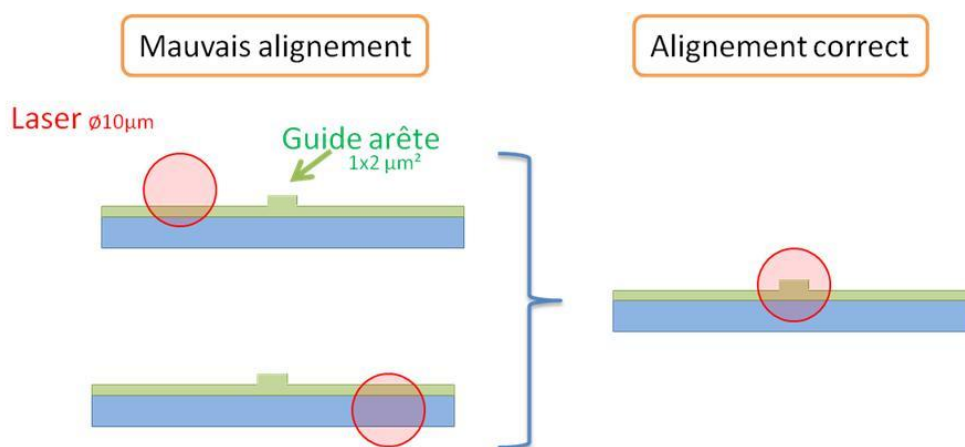


Fig. VI - 24 : Schémas de différents cas d'alignement fibre-guide.

3.2.2.3.1. Défaut d'alignement

On polarise un détecteur proche de son courant critique, et on applique le protocole d'alignement sur la tranche de l'échantillon. Une fois celui-ci réalisé, on obtient un signal clair de détection de lumière de la part des détecteurs, on peut alors commencer à balayer horizontalement la tranche afin de se placer en face de l'arête.

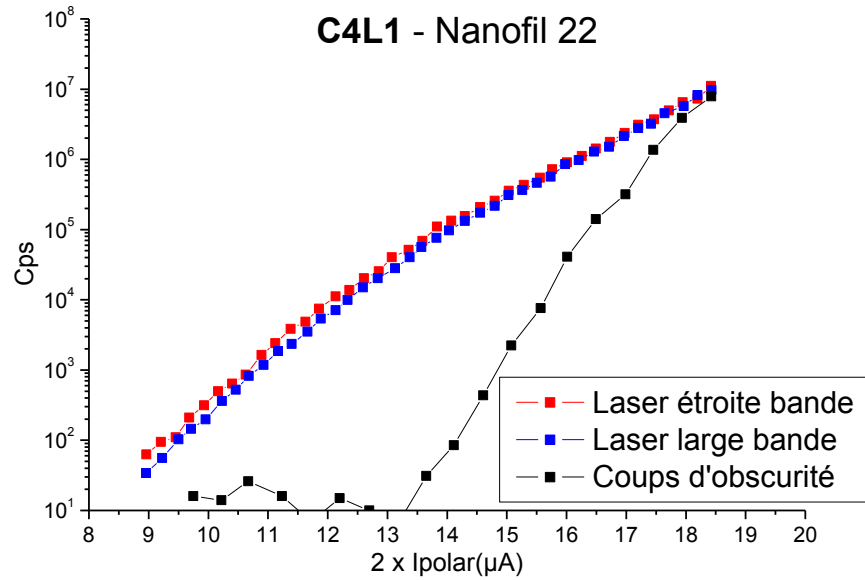


Fig. VI - 25 : Signal de détection d'un nanofil pour un alignement réalisé sur la tranche, mais pas sur l'arête.

Un mauvais alignement peut être diagnostiqué par une légère variation du nombre coups détectés sur de grandes plages de déplacements des piézoélectriques : le signal lumineux est diffusé indistinctement dans le guide plan. Ceci se manifeste sur les caractéristiques de comptage :

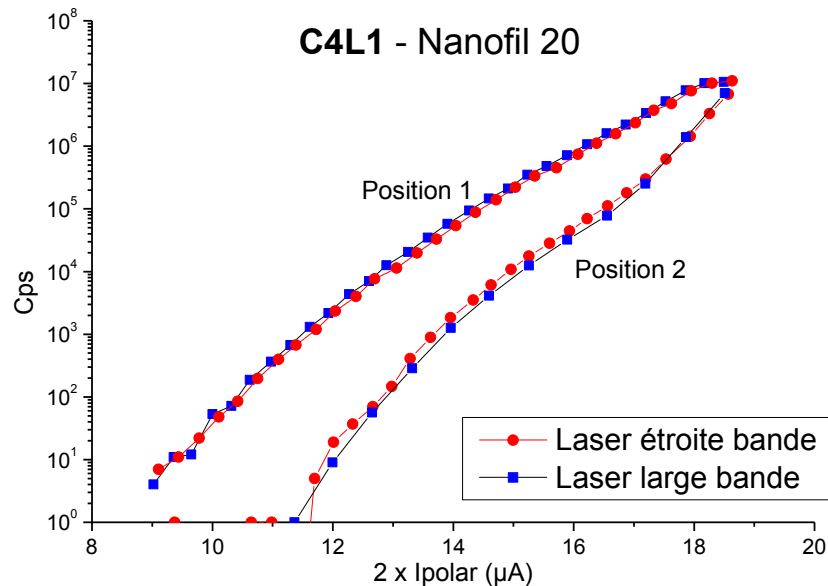


Fig. VI - 26 : Caractéristiques de comptage pour un nanofil, à deux positions de fibre distinctes, sans recherche fine de positionnement en face de l'arête.

On constate également que les deux signaux laser donnent la même réponse, ce qui corrobore le fait qu'il n'y ait pas d'interférences lorsqu'on injecte la lumière dans le guide plan, ni de structure diffractante dans celui-ci pouvant modifier différemment la répartition globale des signaux diffusés par les 2 lasers.

Nous allons maintenant voir un comportement sensiblement différent des détecteurs, pouvant statuer favorablement sur la présence des interférences et la capacité de leur lecture.

3.2.2.3.2. Alignement réussi

Lors du balayage horizontal de la tranche de la puce C3L0, nous avons assisté à un changement brutal du niveau de comptage dans une proportion bien supérieure aux variations mentionnées plus haut, pour de très faibles déplacements du moteur piézoélectrique. Ceci signifie que la fibre se situe à un point où les propriétés du guidage changent significativement, comme cela doit être le cas pour une position de fibre alignée sur l'arête du guide.

Nous avons de plus constaté un autre comportement intéressant à cette position, comme l'atteste le relevé suivant :

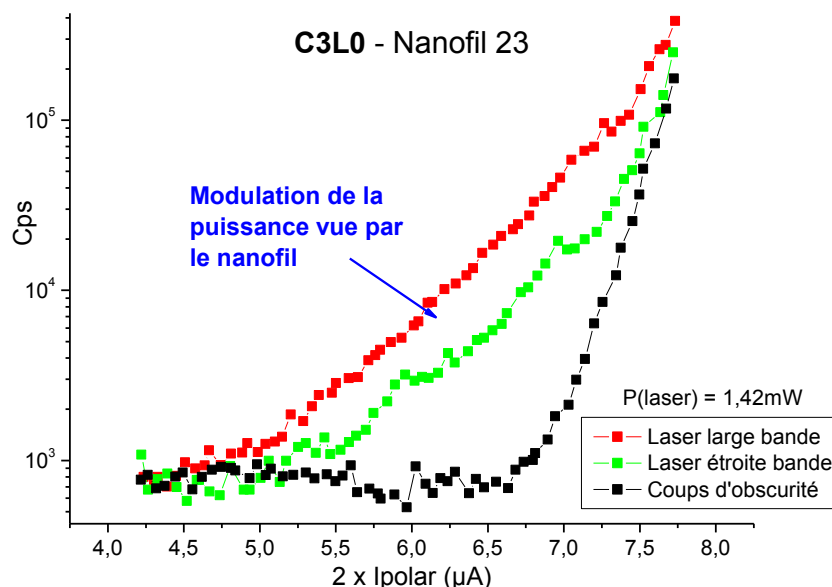


Fig. VI - 27 : Mesure sur le nanofil 23 de la puce C3L0, on constate une modulation de la puissance lumineuse vue.

Cette mesure met en évidence une modulation claire de la puissance détectée par le nanofil en fonction des lasers utilisés. Ce type de variation locale de l'intensité lumineuse est dû à des phénomènes de diffraction ou d'interférences dans le milieu. Or une telle modulation n'ayant pas été constatée dans les mesures précédentes où l'alignement fibre-guide n'était pas réalisé, ce résultat suggère que la variation peut être due à un bon alignement et à l'existence d'interférences dans le guide. Pour en démontrer de façon certaine l'existence, il faudrait caractériser cette modulation sur plusieurs détecteurs adjacents et en analyser l'évolution. Une autre possibilité serait d'utiliser un laser accordable, mais nous n'en disposons pas.

Malheureusement, il n'a pas été possible de confirmer cette tendance sur les détecteurs voisins, car ceux-ci étaient défectueux : comme nous pouvons le voir sur les caractéristiques courant-tension présentées plus haut, les nanofils 21 et 22 de la puce C3L0 ont des niveaux de courants critiques inférieurs aux niveaux de hotspot plateau (dont la cause peut être la présence de constriction dans les nanofils).

Dans cette situation, se polariser proche de I_c ne suffit pas à créer un hotspot lors de l'arrivée d'un photon, qui sont décisifs dans les propriétés de détection des nanofils comme il a été expliqué au chapitre 4. La caractéristique de comptage en lumière reste alors centrée sur la caractéristique de coups d'obscurité, tout en étant très bruitée :

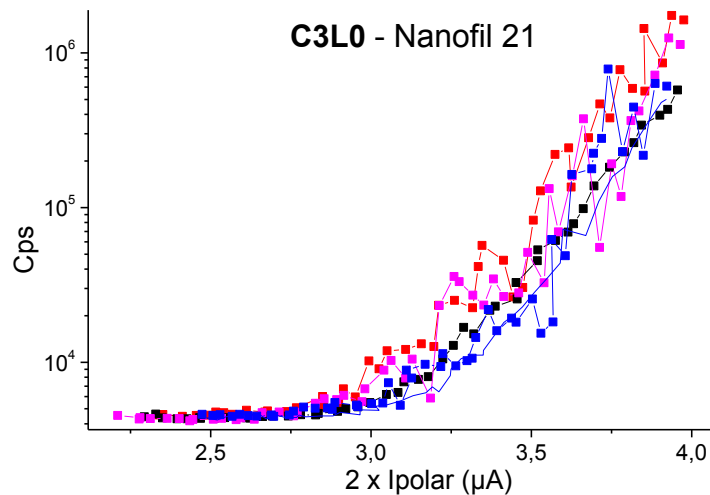


Fig. VI - 28 : Caractéristique de comptage avec (couleur) et sans (noir) lumière du nanofil 21. On constate un effet marqué de la lumière sur la caractéristique de comptage des nanofils, qui suit la caractéristique des coups d'obscurité (en noir). Le bruit induit est dû à l'instabilité que crée l'illumination du nanofil, et peut refléter le bruit de la source lumineuse.

Le nanofil 24 était néanmoins fonctionnel et a donné le résultat suivant :

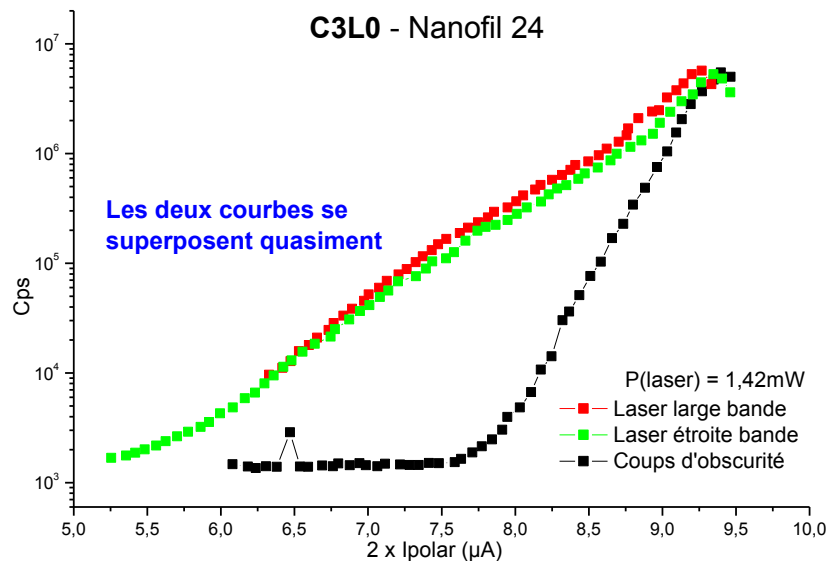


Fig. VI - 29 : Caractéristiques de comptage du nanofil 24. La différence de signal entre les deux lasers est faible.

Ce détecteur ne relève donc pas de différence notable entre les signaux des deux lasers. Ceci ne remet pas de facto en cause l'existence d'interférences, puisqu'on peut se trouver à une position où les franges possèdent des intensités très proches. En effet, pour deux détecteurs espacés de 160nm, échantillonnant une sinusoïde de période ~ 410 nm (et en

considérant que la source large bande ne produit pas ou peu d'interférences), on peut trouver plusieurs positions de franges pouvant correspondre aux niveaux relevés :

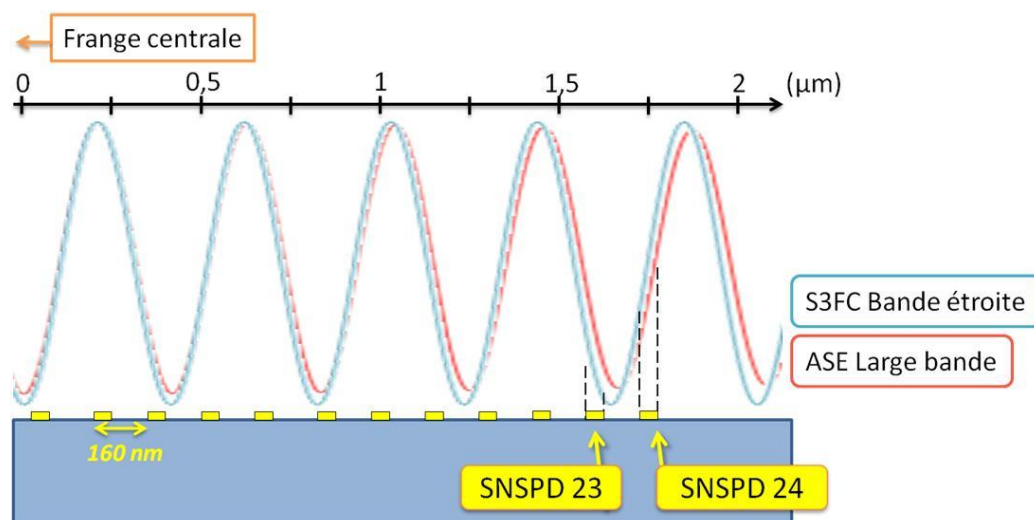


Fig. VI - 30 : Configuration possible des franges au-dessus des nanofils pouvant donner des réponses similaires aux tracés relevés sur les détecteurs 23 et 24. Les tracés des franges ont été réalisés à l'aide des interférogrammes calculés par transformée de Fourier des données spectrales des sources. Rappelons qu'il peut exister une dissymétrie dans les branches de l'interféromètre, ce qui entraînerait un décalage du train de franges comme mentionné en début de chapitre.

Ces résultats impliquent donc que les deux nanodétecteurs adjacents mettent en évidence une modulation variable de la lumière en fonction des lasers utilisés, que l'on peut retrouver dans l'évolution des rapports signal/bruit :

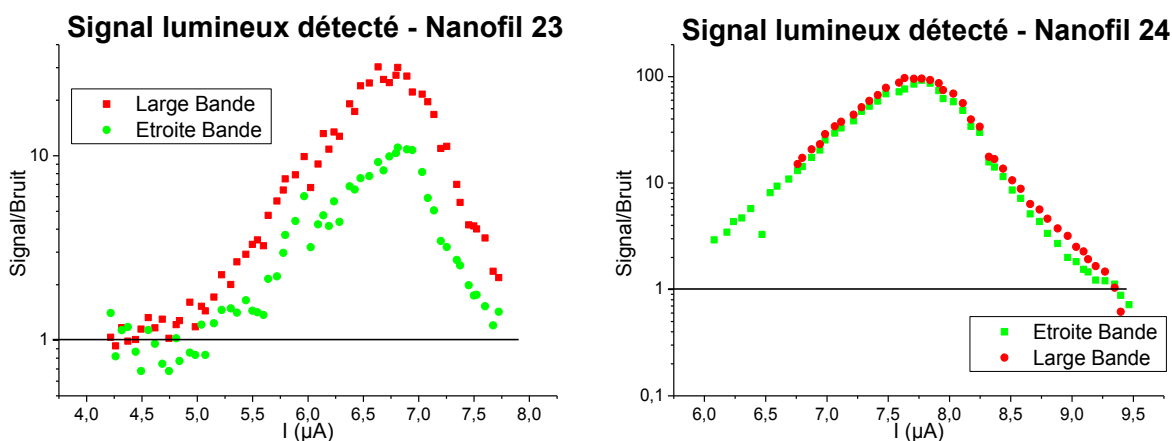


Fig. VI - 31 : Les parties des courbes dont la valeur est inférieure à 1 signifient que le signal de détection est noyé dans le bruit du détecteur. Le fait que le nanofil 24 atteigne des rapports bien plus élevés que son voisin ne permet pas de conclure sur une éventuelle variation locale de la quantité de lumière, une étude de l'uniformité des efficacités de détection des nanofils n'ayant pu être menée.

A la suite de ces manipulations, des problèmes liés au montage (moteurs piézoélectriques défectueux notamment) n'ont pas permis de reproduire de nouvelles mesures avec un alignement correct. Faute de temps, nous n'avons pas pu surmonter cette ultime difficulté.

3.3. Conclusions sur la fabrication et le test de la plaque SWIFTS-SNSPD#2

Les nanofils, malgré une couche supraconductrice très altérée par les étapes et les problèmes de fabrication, démontrent des caractéristiques permettant la détection de l'onde guidée. Ceci confirme le fait qu'un nanofil de 10µm de long et 50nm de large (mesuré en réalité entre 35-40nm), dont moins de 2µm sont exposés au guide en arête, est suffisant pour déclencher un comptage de photons relevable en fonction de la lumière injectée, ce qui valide les bases conceptuelles du dispositif. Parallèlement, on démontre qu'il est possible de fabriquer des nanofils SSPD fonctionnels de 40nm de large sous SiN.

La méthode d'injection de lumière par la tranche (clivage, positionnement...) semble validée, puisqu'on parvient à relever les caractéristiques de détection des nanofils pour différentes sources lumineuses. Ceci signifie que l'ensemble de la chaîne de caractérisation et du montage spécifique mis au point conviennent à l'application, malgré des améliorations possibles (bruits parasites, alignement fastidieux...).

Enfin, les mesures sur la puce C3L0 indiquent qu'il semble plausible que nous soyons en la présence d'interférences dans le guide, ce qui validerait la partie optique du travail fait en amont sur les guides en arête SiN (dimensionnement, courbures, fabrication...). Pour confirmer ce dernier point, des mesures complémentaires restent nécessaires afin de caractériser la reproductibilité et la période des modulations. Nous n'avons pu constater un tel comportement sur l'autre puce testée (C4L1), car nous n'avons pas été en mesure d'aligner la fibre en face du guide en arête SiN (nous avons simplement réussi à injecter le signal dans le guide plan).

Si cette dernière partie s'avère vérifiée, cela signifie que nous sommes en mesure de fabriquer un dispositif capable de lire directement les interférences lumineuses au sein d'un guide d'ondes : précisément l'objectif du SWIFTS-SNSPD tel qu'il a été défini à l'origine. En fonction de la précision/résolution atteignables dans la configuration actuelle, le dispositif pourra en outre être plus adapté pour des applications différentes de la spectrométrie.

4. Capacités spectroscopiques possibles

Nous pouvons néanmoins réaliser une estimation des capacités spectroscopiques possibles du dispositif SWIFTS-SNSPD tel qu'il a été conçu, en admettant que la capacité de relevé des franges soit avérée.

Examinons les paramètres suivants :

- La résolution R d'un spectromètre de type SWIFTS est donnée par la distance optique (nL) entre le premier et le dernier plot de détection [3] :

$$R = \frac{2nL}{\lambda} = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

$\delta\lambda$ étant l'élément spectral résolu.

Avec 24 plots espacés de 160nm, nous obtenons $L = 3.84\mu\text{m}$. L'indice effectif dans le guide en arête SiN est typiquement de 1.87 pour le mode TE00. A une longueur d'onde de 1.55µm, nous obtenons donc une résolution spectrale de l'ordre de 9 (soit $\delta\lambda \sim 170\text{nm}$ à une longueur d'onde de 1.55µm).

- La largeur spectrale $\Delta\lambda$ couverte est donné par le pas p du motif d'échantillonnage :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{4np}$$

Dans notre cas, $p = 160\text{nm}$, ce qui donne une largeur spectrale de $2\mu\text{m}$ environ, centrée sur $1.55\mu\text{m}$. A titre comparatif, on peut noter que les maquettes SWIFTS opérationnelles aujourd'hui [4] (avec $p = 17\mu\text{m}$, $n = 1.45$) donnent une largeur spectrale de 10 nm . De façon plus large, un spectromètre commercial standard permet d'installer des réseaux donnant accès à des domaines spectraux allant de 50 à 800 nm avec une efficacité $>30\%$ (ex. modèles NIRQuest de Ocean Optics [5]).

En pratique, la limite supérieure du domaine d'échantillonnage peut être estimée à environ $5\mu\text{m}$, compte tenu des capacités de détection des SNSPD limitées au delà [6].

La limite inférieure du domaine d'échantillonnage peut être repoussée vers le visible : d'une période d'échantillonnage actuelle à 160nm , on peut envisager des périodes moitié moindres en réduisant l'espace entre 2 nanofils de 110nm à 40nm (pour viser un taux de remplissage de 50%), ce qui permettrait d'échantillonner jusqu'à une longueur d'onde de 750nm environ dans la configuration actuelle (guide SiN/Saphir). Avec ce nouveau pas d'échantillonnage à 80nm , on doublerait également la largeur spectrale.

Le SWIFTS-SNSPD conçu ici possède donc une résolution très faible mais une largeur spectrale très importante par rapport aux spectromètres disponibles. Cette dernière surclasse probablement le domaine de monomodicité de la plupart des guides d'ondes existants.

L'utilisation des SNSPD permet de prévoir un domaine d'opération allant du visible jusqu'à l'infrarouge moyen ($\lambda \sim 0.5 - 5\mu\text{m}$), pourvu que le guide d'onde soit ajusté en conséquence pour produire des interférences sans brouillage sur toute la gamme de longueurs d'ondes considérées.

Nous décrivons dans le chapitre suivant quelles sont les applications que l'on peut imaginer pour un dispositif similaire à ce prototype. Nous poserons également des pistes de réflexion pour le développement de nouveaux systèmes de mesure intégrant des nanodétecteurs capables d'échantillonner directement des franges d'interférences lumineuses : en effet, nous verrons que les applications les plus astucieuses de cette capacité nouvelle ne relèvent pas forcément de la spectrométrie.

Références

- [1] R. Espiau de Lamaestre, L. Maingault, L. Frey, C. Constancias, P. Cavalier, J.-C. Villégier, P. Odier, and J.P. Poizat, "Superconducting single photon detectors for ultrasensitive visible and IR detection," *Proceedings of SPIE*, vol. 33, 2009, p. 72490Q-72490Q-12.
- [2] "<http://wwwhome.math.utwente.nl/~hammer/>."
- [3] E. le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léron del, G. Leblond, P. Kern, J.-marc Fédéli, and P. Royer, "Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry," *Nature Photonics*, vol. 1, Aug. 2007, pp. 473-478.
- [4] J. Ferrand, "Thèse de doctorat : Étude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier : SWIFTS," 2010.
- [5] "http://www.oceanoptics.com/Products/bench_grating_nir.asp."
- [6] Y. Korneeva, I. Florya, A. Semenov, A.A. Korneev, and G.N. Gol'tsman, "New Generation of Nanowire NbN Superconducting Single-Photon Detector," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2011, pp. 8-11.

Chapitre VII - SYNTHÈSE et PERSPECTIVES

Résumé du projet SWIFTS-SNSPD

Le chemin parcouru

Le travail de cette thèse avait pour but d'étudier la conception et la réalisation d'un microspectromètre SWIFTS à l'aide de nanodétecteurs SNSPD.

La conception d'un tel dispositif a nécessité dans un premier temps le développement de guides d'ondes planaires en SiN pour l'intégration d'une boucle interférométrique compatible avec la technologie de fabrication des nanofils supraconducteurs en NbN. Ces derniers ont parallèlement fait l'objet d'études approfondies afin de maîtriser leur réalisation et leur fonctionnement.

Ces travaux préliminaires ont permis le dessin de la puce SWIFTS-SNSPD ainsi que l'établissement d'un nouveau procédé de fabrication répondant aux exigences de ses composantes optique et électronique.

Pour sa caractérisation, il a été nécessaire de concevoir un nouveau montage de mesure adapté à une injection optique par la tranche de l'échantillon.

Les résultats obtenus

Comme l'ont montré les résultats du chapitre 6, il a été possible d'injecter la lumière dans les échantillons, de la détecter, et de mettre en évidence une modulation de puissance vue en fonction du laser utilisé.

Si les caractéristiques des franges d'interférences n'ont pu être étayées par des mesures supplémentaires, ces résultats démontrent néanmoins le bon fonctionnement de nanodétecteurs à l'état de l'art mondial (nanofils SNSPD de $\sim 40\text{nm}$ de largeur et moins de 4nm d'épaisseur), dans une configuration inédite, intégrés dans un dispositif optoélectronique pionnier dans le milieu supraconducteur. La démarche de conception en amont se voit ainsi validée, concernant aussi bien le dispositif que le montage SWIFTS-SNSPD.

Utilité d'un tel prototype

En dépit de résultats partiels sur la fonctionnalité SWIFTS, le prototype réalisé constitue le premier dispositif tout intégré d'optoélectronique supraconductrice, mettant en œuvre conjointement un guide d'onde optique déposé sur des nanodétecteurs SNSPD, avec une capacité de lecture de franges d'interférences, démontrant ainsi le concept spectrométrique.

Il constitue également le seul spectromètre SWIFTS existant à ce jour opérant dans le visible/proche IR qui dispose de réels nanodétecteurs échantillonnant les franges. Cela donne une idée du large potentiel ouvert à SWIFTS de sa configuration la plus élémentaire jusqu'à sa pleine exploitation.

Les enjeux techniques à relever à court terme

Dans la continuité des travaux effectués durant cette thèse, la mesure de l'onde stationnaire et l'extraction des caractéristiques spectroscopiques effectives du dispositif seraient à approfondir. Pour parvenir à ces objectifs dans les meilleures conditions, de légères adaptations du montage pour faciliter et accélérer sa manipulation ainsi quelques semaines dédiées à la caractérisation seraient nécessaires.

Nous pouvons résumer brièvement les améliorations possibles sous la forme des préconisations suivantes :

- Sur le montage actuel, la fabrication d'une mire d'alignement pourrait grandement faciliter l'injection optique, et rendre son automatisation possible. Dans l'idéal, il faudrait disposer d'un dispositif d'alignement à contrôle visuel intégré (microscope confocal, fibroscope...).
- L'atténuation du bruit de mesure peut se révéler utile, la détection y étant très sensible. Cela passerait notamment par :
 - o une meilleure isolation électrique de l'ensemble du montage : toucher la moindre partie métallique du montage entraîne des sauts de bruit, et l'opération du puissance-mètre optique induit un bruit important dans toute la chaîne de mesure.
 - o un revêtement pour l'isolation thermique de la canne cryogénique : nous avons constaté que même sans laser branché, la fibre injecte tout de même un signal lumineux, qui disparaît progressivement en plongeant la canne dans la bombonne d'hélium liquide. La canne a donc un effet 'd'antenne' captant le rayonnement ambiant et transmettant à la fibre un signal qui est détecté par les SNSPD.
- Il serait utile de reconcevoir le montage afin de faciliter les manipulations de mise en place d'échantillon et de travailler dans un volume moins restreint et encombré
- Dans la perspective de lancer un nouveau lot de fabrication, une attention particulière devra être portée sur l'optimisation des paramètres de lithographie électronique (comprenant le développement et le descum) afin d'éviter les pontages entre les nanofils. L'empilement 'actif' (comportant la couche passivante et la couche supraconductrice) devra aussi être pris en compte. La stabilisation de ces paramètres requiert en effet de répéter les essais sur des empilements similaires. Ceci constitue une étape essentielle pour aboutir à des nanofils détecteurs uniformes et de qualité.

Perspectives d'évolution du SWIFTS-SNSPD à moyen et long terme

Nous avons vu dans le chapitre précédent quelles sont les capacités spectroscopiques que le dispositif SWIFTS-SNSPD pourrait atteindre dans sa structure actuelle. Nous avons notamment relevé deux points :

- Son faible nombre de détecteurs actuel entraîne une faible distance d'analyse des franges, et donc une faible résolution spectrale R .
- Son pas d'échantillonnage très petit permet une grande largeur spectrale $\Delta\lambda$.

Si la grande largeur spectrale constitue un atout indéniable, la faible résolution souffre encore de la comparaison avec les spectromètres commerciaux. Il paraît donc peu judicieux de vouloir viser uniquement les applications spectroscopiques.

Il convient alors de s'intéresser à la propriété à ce jour unique du prototype, qui est de pouvoir mesurer in situ les modulations des franges d'interférences lumineuses, avec des nanodétecteurs à très grande dynamique.

Nous examinerons tout d'abord les conditions à réunir pour une opération intégrée d'une puce SWIFTS-SNSPD, puis sa mise en œuvre dans différents systèmes de mesure.

Opération du SWIFTS-SNSPD et systèmes de multiplexage

La mise en œuvre de plusieurs détecteurs nécessite de pouvoir les alimenter simultanément ou de façon commutative, et de savoir traiter les signaux récoltés. Pour aboutir à un instrument fonctionnel, il faut développer la partie électronique du dispositif afin d'avoir un système de polarisation et de lecture des détecteurs à grande échelle. Ceci impose naturellement le recours au multiplexage.

Dans cette optique, nous pouvons mentionner d'intéressantes recherches actuellement menées par d'autres groupes :

- Il existe des matrices de bolomètres supraconducteurs TES déjà fonctionnelles en astronomie [1]. Pour leur opération, des systèmes de multiplexage à l'aide de SQUIDS (*Superconducting Quantum Interference Device*, que l'on peut décrire comme un magnétomètre ultra-sensible constitué de deux jonctions Josephson) sont mis en œuvre [2]-[3]-[4]. Des travaux sur les schémas de multiplexage sont en cours dans plusieurs groupes, dont notamment le partenariat CNRS-CNES sur le Développement Concerté de Matrices de Bolomètres (DCMB) en France. Leurs recherches sont dirigées en particulier vers la réalisation et l'association d'un réseau élémentaire de 23 bolomètres supraconducteurs TES en NbSi avec une électronique de lecture à base de SQUIDS [5]-[6]. L'association de plusieurs réseaux similaires permet d'aboutir à des matrices de bolomètres dépassant le millier de pixels, comme c'est actuellement le cas au Atacama Cosmology Telescope [1], entre autres.
- L'intégration des SNSPD dans une électronique de lecture supraconductrice fait l'objet des travaux de Terai et al. [7,8], qui sont parvenus à démontrer le traitement des signaux bruts issus des détecteurs par des jonctions Josephson et leur conversion en des signaux compatibles avec la logique RSFQ [9]-[10] (*Rapid Single Flux Quantum*, fonctionnant avec des circuits supraconducteurs à base de jonctions Josephson^a), avec de très faibles taux d'erreur.

Le traitement des signaux des SNSPD à l'aide de jonctions Josephson, allié aux capacités de multiplexage déjà existantes avec les SQUIDS, permet d'imaginer la conception d'un système électronique supraconducteur opérant avec un grand nombre de détecteurs.

Nous pouvons de surcroît relever que l'électronique supraconductrice est un domaine aujourd'hui porteur, avec notamment l'émergence de la logique RSFQ qui offre des perspectives nouvelles par rapport à la logique CMOS [11], [12].

^a Les systèmes RSFQ peuvent être beaucoup plus rapides (~100GHz et jitter <0,01ps) que la détection SNSPD (de l'ordre du GHz avec jitter ~20ps). D'autre part, les portes RSFQ ne peuvent pas en principe émettre de photon au-delà de ~1meV (quand les SNSPD détectent ~1eV), sauf à être en cascade. Leur opération conjointe est donc possible.

Ces éléments constituent ainsi une base possible pour une réflexion sur des travaux de recherche et de développement futurs : avec un temps et des moyens de développement dédiés, la convergence des technologies pour aboutir à un système fonctionnel semble à portée. L'état des lieux sur l'électronique supraconductrice réalisé dernièrement par Anders et al. [12] estime pour 2020 l'aboutissement à des matrices de SNSPD intégrées à des applications mures.

Alternativement, le recours à des détecteurs différents (type MKID [13-15]) pourrait également s'avérer intéressant, du fait du multiplexage intrinsèque du signal RF (on ne travaillerait toutefois plus dans les mêmes domaines de longueurs d'ondes ni probablement à l'échelle nanométrique).

Perspectives instrumentales à investiguer

⇒ *Le SWIFTS-SNSPD pour la spectrométrie*

En conservant la base technologique des SNSPD pour l'échantillonnage, on peut adapter le système pour atteindre de meilleures résolutions spectrales, ce qui serait hautement souhaitable pour des applications à visée purement spectrométrique.

Si la faible résolution peut être compensée partiellement par des solutions de modulation du chemin optique, permettant de faire défiler le train de franges et ainsi d'accroître la distance de leur analyse, un très faible nombre de détecteurs ne suffit pas pour atteindre des résolutions acceptables (ou alors au détriment de la largeur spectrale, en élargissant le pas d'échantillonnage).

Un calcul rapide montre que 2700 détecteurs seraient nécessaires dans la configuration présentée ici pour atteindre un $R = 1000$ (avec une distance d'analyse de $387\mu\text{m}$).

Le multiplexage mentionné précédemment semble donc indispensable pour tirer bénéfice de l'usage des SNSPD, faute de quoi ils ne constitueront pas des détecteurs compétitifs pour la spectrométrie.

⇒ *Le SWIFTS-SNSPD pour la métrologie des franges en astrophysique*

Si la spectrométrie a motivé les premières recherches sur le SWIFTS, elle ne demeure pas le seul domaine pouvant bénéficier du concept. En effet, la métrologie des franges pourrait intégrer avantageusement les capacités du SWIFTS-SNSPD.

Cette dernière constitue un domaine clé de l'interférométrie spatiale : elle s'illustre en particulier dans les instruments de recombinaison de faisceaux cohérents, issus par exemple de plusieurs télescopes. Elle consiste en un relevé précis du contraste des franges et de leur phase (ou de la position de la frange centrale), avec pour but de mesurer leur déplacement. Nous pouvons tenter d'évaluer concrètement le potentiel du SWIFTS-SNSPD pour de telles applications à la lumière d'une étude conceptuelle établie par Kern et al. en 2007 [16].

L'objectif principal de la métrologie est de caractériser très précisément le déplacement de franges laser. La largeur spectrale des faisceaux laser étant faible, la résolution spectrale n'est pas un besoin critique. L'essentiel est d'avoir une information fiable sur le mouvement des franges, ce que les nanodétecteurs SNSPD peuvent fournir en mesurant l'évolution du contraste à de très grandes vitesses.

On peut distinguer différentes techniques de recombineurs de faisceaux à cet effet :

- Les signaux provenant des différents télescopes sont recombinaison dans des guides d'onde selon des chemins optiques prédéfinis. L'adjonction de déphaseurs permet de projeter le profil des franges sur une distance pouvant être résolue par une barrette de capteurs, où 4 pixels consécutifs 'voient' 4 points déphasés de $\pi/2$: on relève ainsi une frange. Le système PIONIER, mis en place au VLTi, constitue un exemple élaboré et fonctionnel de ce concept [16]-[17]-[18] : il permet actuellement l'opération conjointe de 4 télescopes par une analyse en temps réel de la position des franges avec un petit nombre de détecteurs.

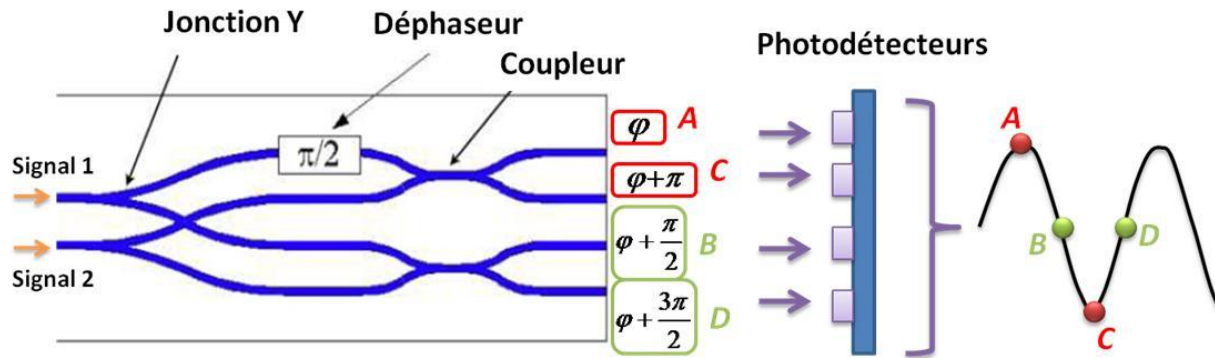


Fig. VII - 1 : Principe de recombinaison de faisceaux dit « ABCD », avec quatre voies de sortie pour l'analyse d'une frange. L'instrument recombineur de PIONIER dispose au total de 4 voies d'entrée pour 24 voies de sortie.

- Une autre solution imaginée consiste à faire interférer deux-à-deux les signaux issus de différents télescopes au sein de guides d'ondes, en les injectant de façon contre-propagative. Le déplacement du train de franges résultant est caractérisé à l'aide de nanodétecteurs apposés le long du guide d'onde. La puce peut être agencée pour présenter 4 canaux d'entrée. Cette idée n'est pas sans rappeler le SWIFTS-SNSPD tel qu'il est conçu actuellement, et l'on peut remarquer sa ressemblance frappante avec le dessin fourni dans la référence [16]. Sur la figure VII-2, on constate qu'un tel dispositif nécessiterait l'opération de 4 SWIFTS-SNSPD redessinés simplement avec un retour de masse commun, et la réalisation des guides d'ondes ne pose pas de difficulté supplémentaire par rapport à ceux déjà réalisés dans cette thèse (intégrant courbures et jonctions Y).

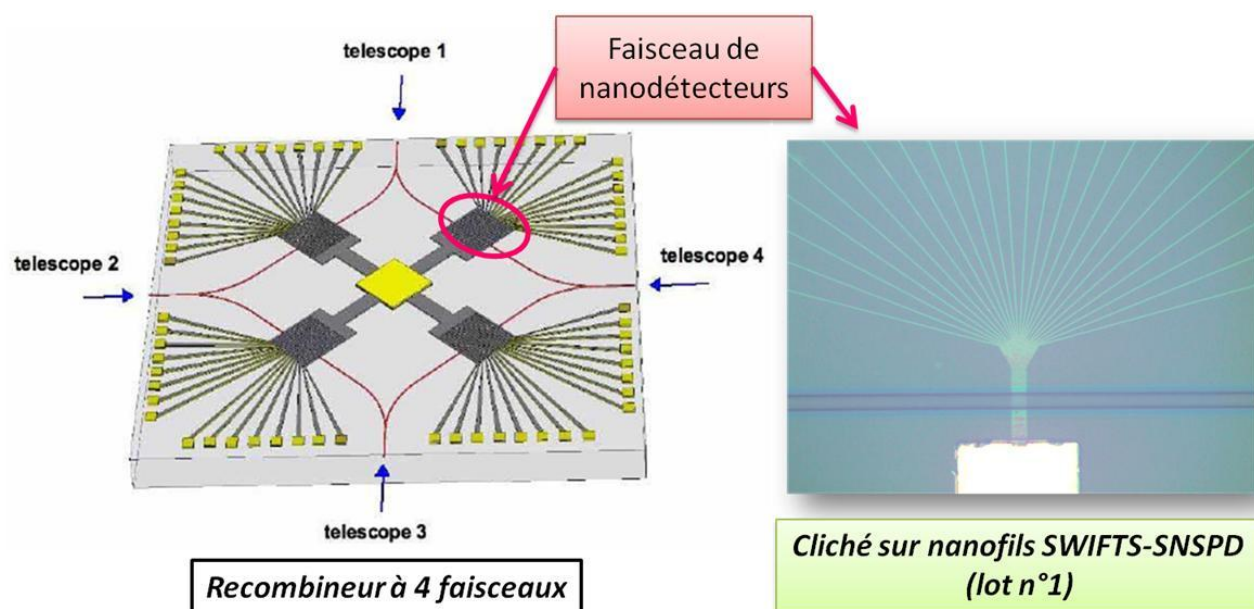


Fig. VII - 2 : Concept d'analyseur de franges recombinaut les faisceaux de 4 télescopes, avec 4 faisceaux de 16 nanodétecteurs échantillonnant les trains de franges. La similitude de ces faisceaux avec ceux des SWIFTS-SNSPD est éloquentte.

La prospective avait alors considéré des faisceaux de 16 nanofils SNSPD larges de 70nm, atteignant une résolution spectrale de 8. Outre notre conception du SWIFTS-SNSPD avec 24 nanofils pouvant atteindre une résolution de 9, sa réalisation nous a permis de mettre en œuvre des nanofils quasiment deux fois plus fins, ce qui démontre que la technologie de fabrication a très favorablement évolué, ce qui peut permettre de réaliser et de valider ce concept de recombineur.

Au vu de ces arguments, il semble clair que la métrologie des franges semble être un domaine d'application privilégié pour le SWIFTS-SNSPD, en particulier dans le cas des recombineurs de faisceaux. La conception actuelle de la puce, en mode contra-propagatif (ou Gabor), a l'avantage de faciliter sa transposition vers un concept de suiveur de franges récemment établi dans la littérature. L'utilité de tels instruments pour l'interférométrie spatiale devient grandissante avec la mise en œuvre conjointe de réseaux de télescopes, comme l'en attestent les projets de type PIONIER ou GRAVITY [19].

⇒ Le SWIFTS-SNSPD pour des systèmes de communication optique

En changeant de perspective, une application extrêmement intéressante pour le domaine des télécoms est envisageable, tirant bénéfice de cette capacité nouvelle de lecture in situ de franges d'interférences.

Le brevet présenté dans la référence [20] décrit les briques élémentaires de la réalisation d'un système de transmission optique de données, à l'image d'un bus de communication.

Considérons deux ports de communication, un émetteur et un récepteur, reliés par un guide d'ondes.

L'émetteur émet un paquet d'ondes dont les propriétés (longueurs d'ondes présentes, déphasages...) sont contrôlables en fonction de l'information que l'on veut communiquer. Le

brevet décrit plusieurs procédés d'émission que nous ne décrivons pas ici. Le paquet d'onde est alors véhiculé dans le guide d'ondes.

En terminant celui-ci par un miroir (comme dans la figure VII-3), on retrouve exactement une configuration produisant des franges de Lippmann. Il suffit alors d'apposer une série de nanodétecteurs SNSPD (non disponibles à l'époque du dépôt du brevet) afin d'échantillonner ces franges pour remonter aux propriétés du paquet d'ondes, et ainsi aux informations que l'on a voulu communiquer.

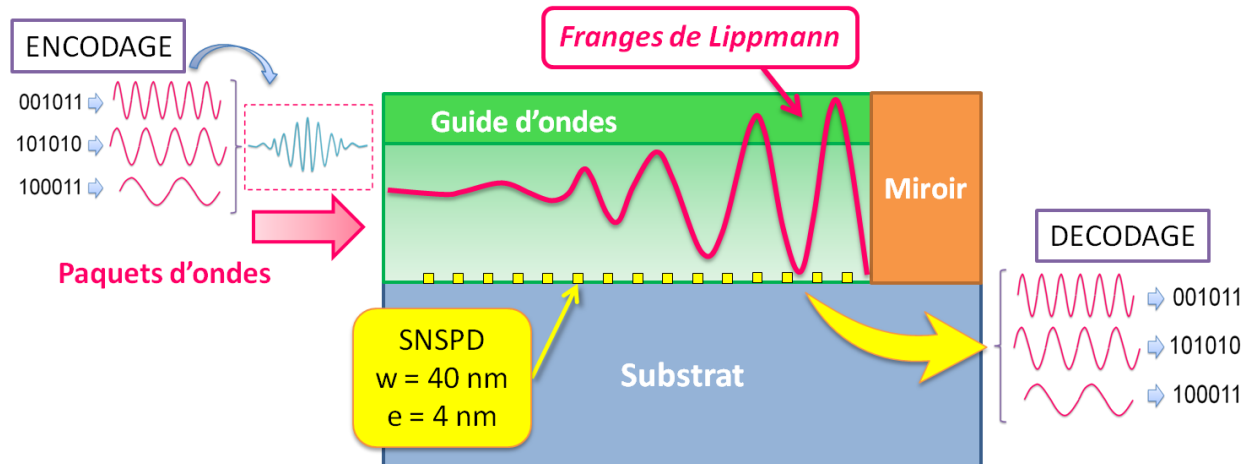


Fig. VII - 3 : Concept de port de réception optique à franges de Lippmann. Des nanofils SNSPD peuvent être apposés proches du miroir afin d'échantillonner les franges et remonter aux caractéristiques spectrales du paquet d'ondes incident.

Cette application présente plusieurs attraits : en plus d'exploiter pleinement l'aspect nanométrique des SNSPD pour l'analyse des franges, on bénéficie également de leurs capacités exceptionnelles en termes de vitesse, jitter et faible bruit (déjà exploitées par les applications en cryptographie quantique).

Ceci permet donc d'imaginer un bus opto-électronique de transmission de données à haute intégration, avec un débit très élevé et un faible taux d'erreur, ce qui constitue des atouts clés pour les télécommunications du futur. Un tel dispositif ne présenterait de surcroît aucune incompatibilité conceptuelle avec une opération en logique RSFQ, ce qui démultiplierait les capacités du système... en effet, la transmission optique d'informations alliée à son traitement en logique RSFQ pourrait atteindre des gains substantiels de vitesse et de débit par rapport aux télécommunications actuelles. En tenant compte des temps de développement de l'électronique supraconductrice estimés par la référence [12], on peut projeter la réalisation d'un tel procédé de communication dans un horizon inférieur à 10 ans.

Un projet d'avenir

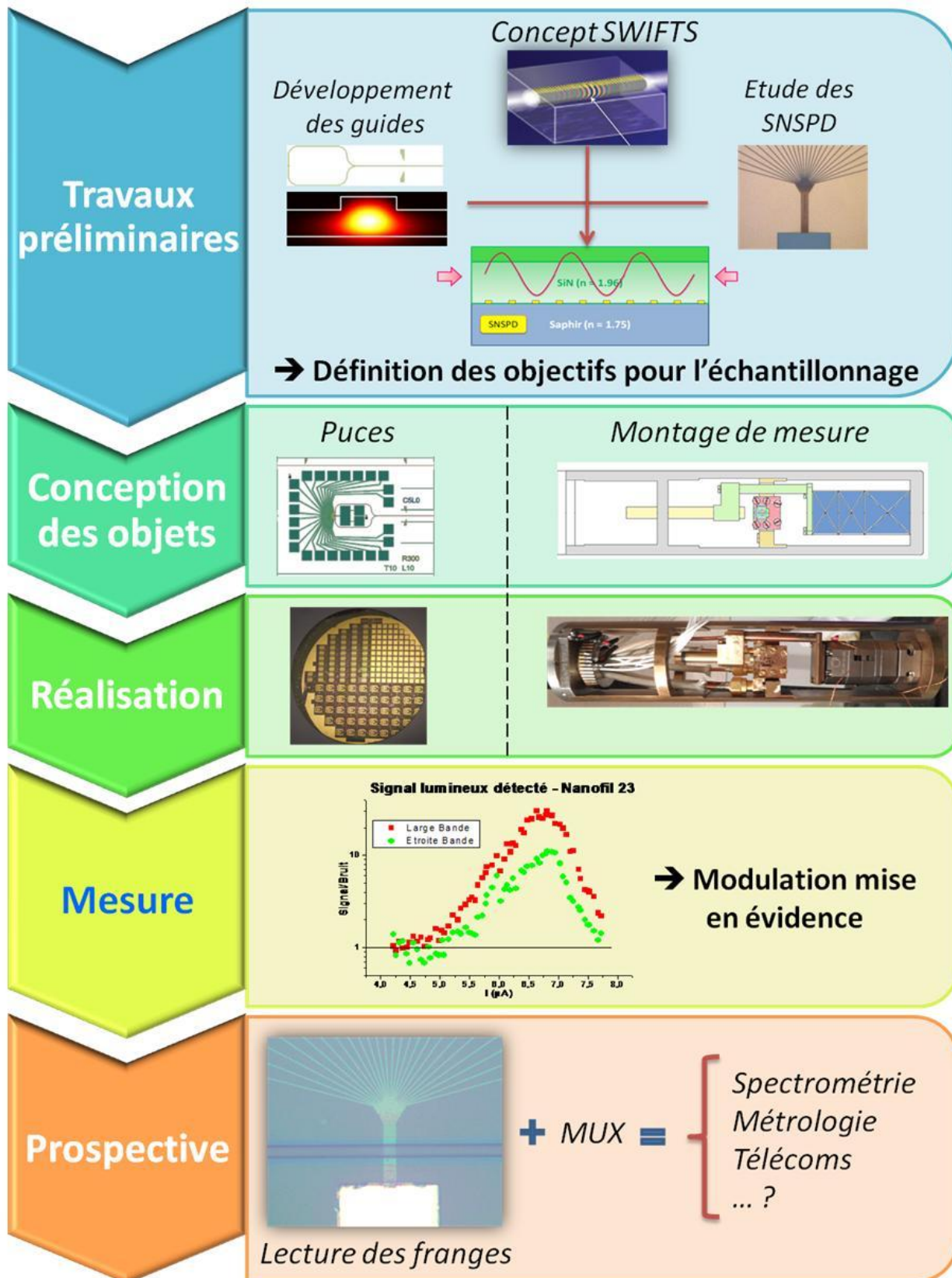
En l'état actuel des choses, si la faisabilité du dispositif SWITS-SNSPD est quasiment démontrée, le passage à une phase plus opérationnelle, par exemple un démonstrateur pour un suiveur de franges en astronomie, demanderait d'autres moyens dont nous ne disposons pas lors de cette thèse. On pourrait estimer les moyens nécessaires à une telle phase à environ 1M€ de financement et 10 hommes.ans.

Outre les propriétés uniques des nanodétecteurs SNSPD, nous pouvons conclure en insistant sur le potentiel que les technologies microélectroniques supraconductrices possèdent, en particulier dans les vitesses d'opération et leur sensibilité aux faibles signaux. D'importants moyens ont été mobilisés depuis des années, et ont commencé à porter leurs fruits avec l'avènement de dispositifs supraconducteurs dans des systèmes commerciaux, tels que les SQUIDS dans l'IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) pour le domaine médical, ou les matrices de bolomètres supraconducteurs pour la détection et l'imagerie spatiales. Ceci témoigne non seulement d'un début de maturité technologique de la filière, mais aussi de la variété des possibilités offertes lorsque l'effort de développement est fourni. Le lecteur intéressé par les développements récents de l'électronique supraconductrice et sa prospective sur les 10 prochaines années ne manquera pas de se référer au très riche état de l'art établi par Anders et al. [12].

En termes d'innovation, nous pouvons relever que le recours aux dispositifs supraconducteurs a permis de s'affranchir de certains verrous technologiques que la filière semiconductrice classique n'a pu contourner. Dans la conception future de nouvelles méthodes de mesure, d'analyse ou de traitement des signaux, il paraît donc essentiel de ne pas sous-estimer les atouts uniques des supraconducteurs, qui malgré leur mise en œuvre exigeante peuvent nous ouvrir de nouveaux champs d'exploration. Dans notre cas par exemple, la taille nanométrique des SNSPD couplée à leurs capacités de détection ont été à l'origine des recherches portant initialement sur un micro-spectromètre, pour finalement révéler un potentiel d'application s'étendant vers la métrologie des franges ou la transmission de données par voie optique.

Le SWITS-SNSPD décrit tout au long de ce manuscrit, bien que n'ayant pas abouti à un instrument entièrement fonctionnel et restant largement perfectible, a constitué une étape essentielle pour explorer une idée originale avec des dispositifs non moins originaux. Les résultats obtenus, avec l'essor actuel des technologies supraconductrices, encourageront, nous l'espérons, la poursuite des recherches dans la thématique pour concrétiser toute la portée novatrice qu'elle présage.

Diagramme de synthèse du projet



Références

- [1] M.D. Niemack, Y. Zhao, E. Wollack, R. Thornton, E.R. Switzer, D.S. Swetz, S.T. Staggs, L. Page, O. Stryzak, H. Moseley, T.A. Marriage, M. Limon, J.M. Lau, J. Klein, M. Kaul, N. Jarosik, K.D. Irwin, A. D. Hincks, G.C. Hilton, M. Halpern, J.W. Fowler, R.P. Fisher, R. Dünner, W.B. Doriese, S.R. Dicker, M.J. Devlin, J. Chervenak, B. Burger, E.S. Battistelli, J. Appel, M. Amiri, C. Allen, and A. M. Aboobaker, "A Kilopixel Array of TES Bolometers for ACT: Development, Testing, and First Light," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 151, Jan. 2008, pp. 690-696.
- [2] D. Prêle, "SQUIDS et Méthodes de Multiplexage," *Ecole thématique : Détection de Rayonnements à Très Basse Température*, 2009.
- [3] P. De Korte, "Transition Edge Sensors," *Ecole thématique : Détection de Rayonnements à Très Basse Température*, 2009.
- [4] H. Moseley, "TES Detectors for Far IR, Millimeter, and CMB Applications," *Astrophysics Detector Workshop*, 2008.
- [5] F. Pajot, D. Prêle, J. Zhong, Y. Atik, B. Belier, L. Berge, G. Bordier, E.L. Breelle, L. Dumoulin, C. Evesque, F. Gadot, B. Leriche, S. Marnieros, J. Martino, M.R. Piat, S.C. Shi, and F. Voisin, "NbSi TES Array and Readout: Development and Characterization," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2010, pp. 1-4.
- [6] D. Prêle, M. Piat, E.L. Breelle, F. Voisin, M. Pairat, Y. Atik, B. Belier, L. Dumoulin, C. Evesque, G. Klisnick, S. Marnieros, F. Pajot, M. Redon, and G. Sou, "Development of Superconducting NbSi TES Array and Associated Readout With SQUIDS and Integrated Circuit Operating at 2 K," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, pp. 501-504.
- [7] H. Terai, S. Miki, T. Yamashita, K. Makise, and Z. Wang, "Demonstration of single-flux-quantum readout operation for superconducting single-photon detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 97, 2010, p. 112510.
- [8] H. Terai and S. Miki, "Readout Electronics Using Single-Flux-Quantum Circuit Technology for Superconducting Single-Photon Detector Array," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, pp. 350-353.
- [9] K.K. Likharev, O.A. Mukhanov, and A. Semenov, "Resistive single flux quantum logic for the Josephson-junction technology," *SQUID '85*, 1985.
- [10] K.K. Likharev and V.K. Semenov, "RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 1, Mar. 1991, pp. 3-28.
- [11] R. Setzu, "Thèse de doctorat - Etude et réalisation de jonctions Josephson en NbN à barrière semi-métallique en TaN, application aux circuits logiques micro-ondes à impulsions quantiques RSFQ," 2007.

- [12] S. Anders, M.G. Blamire, F.-I. Buchholz, D.-G. Cr  t  , R. Cristiano, P. Febvre, L. Fritzsche, A. Herr, E. Il'ichev, J. Kohlmann, J. Kunert, H.-G. Meyera, J. Niemeyer, T. Orllepp, H. Rogalla, T. Schurig, M. Siegel, R. Stolz, E. Tarte, H.J.M. ter Brake, H. Toepferm, J.-C. Villegier, A.M. Zagoskin, and A.B. Zorin, "European roadmap on superconductive electronics – status and perspectives," *Physica C: Superconductivity*, vol. 470, Dec. 2010, pp. 2079-2126.
- [13] B.A. Mazin, D. Sank, S. McHugh, E. a Lucero, A. Merrill, J. Gao, D. Pappas, D. Moore, and J. Zmuidzinas, "Thin film dielectric microstrip kinetic inductance detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010, p. 102504.
- [14] A. Monfardini, L.J. Swenson, A. Benoit, A. Bideau, G. Bres, P. Camus, G. Garde, C. Hoffmann, J. Minet, and H. Rodenas, "Kinetic Inductance Detectors development for mm-wave Astronomy," *EAS Publications Series*, vol. 37, Jun. 2009, pp. 95-99.
- [15] B.A. Mazin, P.K. Day, H.G. LeDuc, A. Vayonakis, and J. Zmuidzinas, *Superconducting kinetic inductance photon detectors*, SPIE, 2002.
- [16] P. Kern, E. Le Coarer, and P. Benech, "On-chip spectro-detection for fully integrated coherent beam combiners," *Optics Express*, vol. 17, Feb. 2009, p. 12.
- [17] J.-P. Berger, G. Zins, B. Lazareff, J.-B. LeBouquin, L. Jocou, P. Kern, R. Millan-Gabet, W. Traub, P. Haguenaue, O. Absil, J.-C. Augereau, M. Benisty, N. Blind, X. Bonfils, A. Delboulbe, P. Feautrier, M. Germain, D. Gillier, P. Gitton, M. Kiekebusch, J. Knudstrup, J.-L. Lizon, Y. Magnard, F. Malbet, D. Maurel, F. Menard, M. Micallef, L. Michaud, S. Morel, T. Moulin, D. Popovic, K. Perraut, P. Rabou, S. Rochat, F. Roussel, A. Roux, E. Stadler, and E. Tatulli, "PIONIER: a visitor instrument for the VLT," *Arxiv preprint arXiv:1008.5352*, Aug. 2010.
- [18] "<http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/twiki/bin/view/lpag/Projets/Pionier/WebHome>."
- [19] S. Gillessen, F. Eisenhauer, G. Perrin, W. Brandner, and C. Straubmeier, "GRAVITY: a four-telescope beam combiner instrument for the VLT," *Proceedings SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation Conference 2010*, 2010, p. 20.
- [20] A. Labeyrie, "Laser transmitting or receiving devices and method, for optically transmitting information," *European Patent Office*, 1999.

ANNEXE A1

Ch.3 - p.69 – “reflexion.m”

Ce script matlab calcule les coefficients de réflexion et de transmission optique des champs TE et TM à l'interface SiN/Air, en amplitude et en puissance.

```
clear all;

% Indices des matériaux
n1 = 1; %air
n2 = 1.96; %SiN

thetal = 0:pi./200:(9.*pi./20) ; %angle d'incidence
theta2 = asin(n1./n2.*sin(thetal)) ;
thetaldeg = thetal.*(180./pi) ;

% Coefficients de réflexion et de transmission
rTE = (n1.*cos(thetal)-n2.*cos(theta2))./(n1.*cos(thetal)+n2.*cos(theta2));
rTM = (n2.*cos(thetal)-n1.*cos(theta2))./(n2.*cos(thetal)+n1.*cos(theta2));

tTE = 2.*n1.*cos(thetal)./(n1.*cos(thetal)+n2.*cos(theta2));
tTM = 2.*n1.*cos(thetal)./(n2.*cos(thetal)+n1.*cos(theta2));

% En termes de puissance...
R_TE = rTE.^2 ;
R_TM = rTM.^2;
T_TE = n2.*cos(theta2)./(n1.*cos(thetal)).*tTE.^2 ;
T_TM = n2.*cos(theta2)./(n1.*cos(thetal)).*tTM.^2 ;
sum_TE = R_TE + T_TE ; %pour vérifier qu'on a bien 1
sum_TM = R_TM + T_TM ; %idem

% Conversion en log
RdB_TE = 10.*log10(R_TE);
RdB_TM = 10.*log10(R_TM);
TdB_TE = 10.*log10(T_TE);
TdB_TM = 10.*log10(T_TM);

% Tracés
figure
plot(thetaldeg,R_TE);
figure
plot(thetaldeg,T_TE);
figure
plot(thetaldeg,RdB_TE);
figure
plot(thetaldeg,TdB_TE);
```


ANNEXE A2

Ch.3 - p.72 – “couplage_theo.m”

Ce code matlab calcule le coefficient de couplage entre les cartes des champs des guides (déterminées par les scripts WMM de M.Hammer) avec celles des fibres (modélisées par des champs gaussiens). On se place donc dans le cas de cartes des champs 'idéales'.

```
clear all

% Mesh information - repère en µm/pixel
ybeg = -2.85;
yend = 2.85;
numy = 115;
y = linspace(ybeg, yend, numy);
xbeg = -0.2;
xend = 1.08;
numx = 70;
x = linspace(xbeg, xend, numx);
CONVY=(2.85*2)/115;
CONVX=(1.08+0.2)/70;

% field values Ex - valeurs issues des scripts WMM de M.Hammer
Ex = [
];

% field values Ey
Ey = [
];

% field values Ez
Ez = [
];

% field values Hx
Hx = [
];

% field values Hy
Hy = [
];

% field values Hz
Hz = [
];

%RQ script M.Hammer : 'ampfac' = Normalization factor of the mode profile.
Initially, this value is set such that the total guided power of the mode
%   P = 1/2 int int (E_x H_y - E_y H_x) dx dy
%evaluates to P = 1 W. ampfac enters the results of all methods, which access the
mode profile.
%ampfac = 0.145397781015243 ;

S=zeros(70,115);
S=double(S);
S=0.5*(Ex.*Hy - Ey.*Hx);

K=max(max(S));

T=K/10;
S3=S;
% seuillage image A:tout pixel en dessous du seuil est mis à 0
```

```

% c'est le contraire pour l'image B: tout pixel au dessus du seuil est mis
% a 0.
for i=1:70;
    for j=1:115;
        if S(i,j)<T
            S(i,j)=0;

            else
                S3(i,j)=0;
            end;
        end;
    end;

end;

%S2=zeros(70,115) ;
%S2=double(S2) ;
%S2=S./fluxguide ;
%fluxguide2=sum(sum(S2));

fluxguide=sum(sum(S));

figure
% Intensity image
imagesc(y, x, S); axis equal; axis tight; colorbar

A=zeros(70,115);
A=double(A);
B=zeros(70,115);
B=double(B);

% Fibre lentillée FWHM=2 microns ; FWHM=2.3548*SIGMA
% il faut définir d'abord une "grande" image de la fibre pour calculer
% toute son intégrale (A), ensuite la réduire aux bonnes dimensions (A2) pour la
% multiplier avec S.
SIGMA=10/2.3548;

for i=1:1200
    for j=1:1200
        xi=(i-600)*CONVX;
        yi=(j-600)*CONVY;
        A(i,j)=exp(-(xi^2+yi^2)/(2*SIGMA^2))/sqrt(2*pi*SIGMA^2);
    end;
end;
figure
imagesc(A); axis equal; axis tight; colorbar
fluxfibre=sum(sum(A));

A2=A(600-35:600+35-1,600-57.5:600+57.5-1);
figure
imagesc(y,x,A2); axis equal; axis tight; colorbar

B = sqrt(S).*sqrt(A2) ;

figure
% Intensity image
imagesc(y, x, B); axis equal; axis tight; colorbar
fluxmultiplication=sum(sum(B));

couplage= 10*log10((fluxmultiplication)^2/((fluxfibre)*(fluxguide)));

```

ANNEXE A3

Ch.3 - p.74 – « fibresSSPD3.m »

Contrairement au script précédent qui évaluait le coefficient de couplage entre les cartes de champs 'théoriques' des guides et des fibres, on utilise ici les clichés .tif pris en sortie de guide en guise de cartes de champs 'réelles' pour réévaluer le couplage. On quantifie ainsi l'impact des rugosités sur la forme du champ propagé.

```
clear all
% convention affichage des images sous Matlab:
% ----->
% |      y
% | x
% V
% Taille fenetre en pixels

% On cherche ici à évaluer le couplage entre la fibre et le guide. Pour ça,
% on regarde ce qu'on injecte (gaussienne coeur 2µm), on regarde ce qui sort
% du guide, et on compare à l'aide de la formule de couplage des champs.

% Ici, on regarde le couplage entre le faisceau gaussien et le faisceau
% qui sort du guide... en réalité on ne fait donc que voir le couplage
% REEL entre la VRAIE carte de champs du guide et la carte de champs du
% faisceau initial.
% Ca n'a donc rien à voir avec le calcul de "rendement énergétique" fait
% en comparant les flux sortant et entrant.
% La vraie carte des champs contient tous les défauts du guide : rugosités,
% poussières, etc. Ca permet donc d'avoir une information directe sur la
% qualité de la techno par rapport à la simulation.

WIND=80;

A = imread('L1.5_1.7um_taper_sin_air_dens53.tif');
D = imread('dark_dens66.tif');
%soustraction du fond D (Dark) à l'image A:
A=A-D;
A=double(A);
A=A(1:256,50:250);

Nx=size(A,1);
Ny=size(A,2);

K=max(max(A));

% affichage de l'image dont on a soustrait le fond
%figure
%imagesc(A);
%colorbar;
%axis equal;
%axis tight;
%title('Image de la fibre avec soustraction du fond');

% T: Niveau du seuillage (Threshold) de l'image
T=floor(K/10);
```

```

B=A;
% seuillage image A: tout pixel en dessous du seuil est mis à 0
% c'est le contraire pour l'image B: tout pixel au dessus du seuil est mis
% à 0.
for i=1:Nx;
    for j=1:Ny;
        if A(i,j)<T
            A(i,j)=0;

            else
                B(i,j)=0;
            end;
        end;
    end;
end;

figure
%affichage de l'image seuillée A
imagesc(A);
colorbar;
axis equal;
axis tight;
title('Image de la fibre seuillée');

% affichage du fond de l'image ou le pic de la fibre est mis a 0
figure
imagesc(B);
colorbar;
axis equal;
axis tight;
title('Image du fond');

% calcul du centroïde de la tache sur image seuillée
my=sum(A,1);
mx=sum(A,2);

for i=1:1:Ny;
    y(i)=i*my(i);
end

for i=1:1:Nx;
    x(i)=i*mx(i);
end

BARX=sum(x)/sum(mx);
BARY=sum(y)/sum(my);

BARXint=floor(BARX);
BARYint=floor(BARY);

C=A(BARXint-WIND/2:BARXint+WIND/2-1,BARYint-WIND/2:BARYint+WIND/2-1);

figure
imagesc(C);
colorbar;
axis equal;
axis tight;
title('Intensité du guide seuillée et fenêtrée');

%Calculs de flux: peak = flux du guide

```

```

fluxguide=sum(sum(C));

% Génération de l'image Gaussienne de la fibre de cœur 2 microns
G10=zeros(WIND,WIND);
G10=double(G10);
G2=zeros(WIND,WIND);
G2=double(G2);

% FWHM=2 ou 10 microns ; FWHM=2.3548*SIGMA
SIGMA10=10/2.3548;
SIGMA2=2/2.3548;
% Facteur de conversion
% D'après la doc, pixel 25µm
% CONV= XX*20/25 en pixels/micron (grandissement x20, conv de base = 25 microns
par pixel)
% problème : il faut un facteur supplémentaire, sinon la tache est beaucoup trop
% petite.
% RQ : expérimentalement, en mesurant sur les clichés 'Image du fond' l'épaisseur
de la
% couche de SiN (0.7µm) à environ 12 pixels, on a un rapport de conversion à
% 0.05833 µm/pix, soit un facteur de 21.4 environ. En fait ça dépend de la distance
%objectif-camera... donc à réévaluer à chaque fois.

CONV=21.4*20/25;

for i=1:WIND+400
    for j=1:WIND+400
        xi=(i-WIND/2-200)/CONV;
        yi=(j-WIND/2-200)/CONV;
        G10(i,j)=exp(-(xi^2+yi^2)/(2*SIGMA10^2))/sqrt(2*pi*SIGMA10^2);
    end;
end;

% Intensity image
figure
imagesc(G10); axis equal; axis tight; colorbar
title('Intensité de la fibre 10µm modélisée par une gaussienne');
fluxfibre10=sum(sum(G10));
%on calcule le flux de la fibre sur une image étendue pour tout intégrer ;
%on réduit ensuite aux dimensions adéquates pour les calculs matriciels

G10=G10(200:200+WIND-1,200:200+WIND-1);

for i=1:WIND+200
    for j=1:WIND+200
        xi=(i-WIND/2-100)/CONV;
        yi=(j-WIND/2-100)/CONV;
        G2(i,j)=exp(-(xi^2+yi^2)/(2*SIGMA2^2))/sqrt(2*pi*SIGMA2^2);
    end;
end;

% Intensity image
figure
imagesc(G2); axis equal; axis tight; colorbar
title('Intensité de la fibre 2µm modélisée par une gaussienne');
fluxfibre2=sum(sum(G2));

```

```
G2=G2(100:100+WIND-1,100:100+WIND-1);

% Multiplication des racines des intensités et affichage de l'image
% multipliée. On multiplie la racine des intensités comme indiqué dans le
% cours de O. Solgaard.

M10=sqrt(G10).*sqrt(C);
figure
imagesc(M10); axis equal; axis tight; colorbar
title('Intensité multiplication - fibre 10um');

M2=sqrt(G2).*sqrt(C);
figure
imagesc(M2); axis equal; axis tight; colorbar
title('Intensité multiplication - fibre 2um');

fluxmultiplication10=sum(sum(M10));
fluxmultiplication2=sum(sum(M2));

% Calcul de l'efficacité de couplage
couplage10=10*log10((fluxmultiplication10)^2/((fluxfibre10)*(fluxguide)));
couplage2=10*log10((fluxmultiplication2)^2/((fluxfibre2)*(fluxguide)));

figure
surf(M10);axis tight;
xlabel({'X pixel number'});
ylabel({'Y pixel number'});
zlabel({'Pixel value (adu)'});
title({'Multiplied image'});

figure
surf(G10);axis tight;
xlabel({'X pixel number'});
ylabel({'Y pixel number'});
zlabel({'Pixel value (adu)'});
title({'Gaussian image of the 10µ fiber'});

figure
surf(C);axis tight;
xlabel({'X pixel number'});
ylabel({'Y pixel number'});
zlabel({'Pixel value (adu)'});
title({'Guide output'});
```

ANNEXE A4

Ch.3 - p.78 – « fibresSSPD.m »

Les scripts précédents s'attachaient à évaluer les pertes induites par des éléments particuliers (réflexion à l'interface, coefficient de couplage...). Le script ci-dessous calcule les pertes totales expérimentales, en comparant les clichés pris en sortie de guide avec les clichés en sortie de fibre nue.

Nota : les clichés en sortie de fibre nue n'ont pu être utilisés pour calculer un « couplage réel » (comme il l'aurait été souhaitable notamment pour le script précédent de l'annexe A3), car nous ne disposons pas d'atténuateur assez puissant pour éviter de faire saturer la caméra, ce qui faussait d'office la carte des champs de la fibre.

```
clear all
% convention affichage des images sous Matlab:
% ----->
% |      y
% | x
% V

% Il faut au préalable évaluer les coefficients d'atténuation des densités
% utilisées. Malheureusement, les spécifications du fabricant n'allant pas jusqu'à
% 1.55µm, il faut les mesurer manuellement (et vérifier que quelqu'un ne les a pas
% changées d'un jour sur l'autre !!)

% Filtre 1 : Y2=0.30 Y3=0.155 Y4=0.072 Y5=0.030 Y6=0.0125
% Filtre 2 : X2=0.65 X3=0.58 X4=0.48 X5=0.035 X6=0.015
filtre1 = 0.03;
filtre2 = 0.48;

Fibre = imread('fibre10nonsat.tif');
Dark = imread('dark dens66.tif');
Guide = imread('L1.5_d10_air_tapH_1.5umb_dens54.tif');

%soustraction du fond D (Dark) aux images:
Fibre=Fibre-Dark;
Guide=Guide-Dark;

Fibre=double(Fibre);

Guide=double(Guide);
Guide=Guide(1:256,1:319);

% affichage de l'image dont on a soustrait le fond
figure
imagesc(Guide);
colorbar;
axis equal;
axis tight;
title('Image de la fibre avec soustraction du fond');

K=max(max(Guide));

%Nx: largeur de l'image suivant l'axe x
Nx=256;
% Ny: largeur de l'image suivant l'axe y, s'arrêter à 319 car la colonne 320
% de la caméra semble anormalement saturée à son maximum partout !!
```

```

Ny=319;
% T: Niveau du seuillage (Threshold) de l'image
T=K/10;
Fond=Guide;
% seuillage image A: tout pixel en dessous du seuil est mis à 0
% c'est le contraire pour l'image B: tout pixel au dessus du seuil est mis
% à 0.
for i=1:Nx;
    for j=1:Ny;
        if Guide(i,j)<T
            Guide(i,j)=0;

            else
                Fond(i,j)=0;
            end;
        end;
    end;
end;
figure
% affichage de l'image seuillée Guide
imagesc(Guide);
colorbar;
axis equal;
axis tight;
title('Image du guide seuillée');

% affichage du fond de l'image ou le pic de la fibre est mis à 0
figure
imagesc(Fond);
colorbar;
axis equal;
axis tight;
title('Image du fond');

%Calculs de flux: peak = flux de la fibre ; Fond = flux du fond sans le pic
Peak=sum(sum(Guide));
Fond=sum(sum(Fond));

% Transfert des résultats de flux (en adu) dans un fichier Excel: premier
% chiffre = flux intégré du guide; deuxième chiffre = flux intégré du
% fond (en adu):
R= [Peak;
    Fond];
xlswrite('Resultats-flux.xls', R);

% Comparaison FLUX
% image modifiée en fonction des filtres
flux_seuille_guide = sum(sum(Guide)) ;
flux_fibre = sum(sum(Fibre)) ;
filtrage = filtrel * filtre2 ;

max_theo_guide = flux_seuille_guide / filtrage ;
max_theo_fibre = flux_fibre / (0.015*0.0125) ;
RATIO = 10*log10(max_theo_guide/max_theo_fibre);

```


ANNEXE B

Ch.4 - p.127 : Caractérisation des SNSPD sur le banc micro-ondes

La mesure des SNSPD sur le banc micro-ondes (originellement pour la détermination de leur inductance cinétique) a révélé des comportements particuliers du dispositif sous test (« DUT ») à l'approche de la transition supraconducteur-normal. On constate notamment qu'il apparaît une fréquence de « décrochage » : la réponse du DUT reste inchangée à hautes fréquences (HF), mais change brutalement à basses fréquences (BF) par rapport à celle lorsque le SSPD est supraconducteur. Cette fréquence semble augmenter lorsqu'on s'approche de la transition (par exemple avec une température de travail plus élevée).

Ceci est inattendu dans la mesure où un matériau supraconducteur sous rayonnement RF possède une résistance surfacique non nulle augmentant avec la fréquence du rayonnement. L'effet qui a lieu dans nos mesures se manifestant tout d'abord à basses fréquences, il ne semble donc pas être relié à cette résistance surfacique.

L'approche de cette transition a pu être réalisée de 3 façons indépendantes :

- par augmentation de la puissance du signal micro-ondes,
- par augmentation du courant de polarisation DC,
- par augmentation de la température (se faisant par retrait progressif manuel de la canne cryogénique du bain d'Hélium).

Les relevés des impédances des DUT sont affichés ci-contre.

Dans les trois cas, on constate qu'on peut distinguer deux domaines où la réponse est significativement différente :

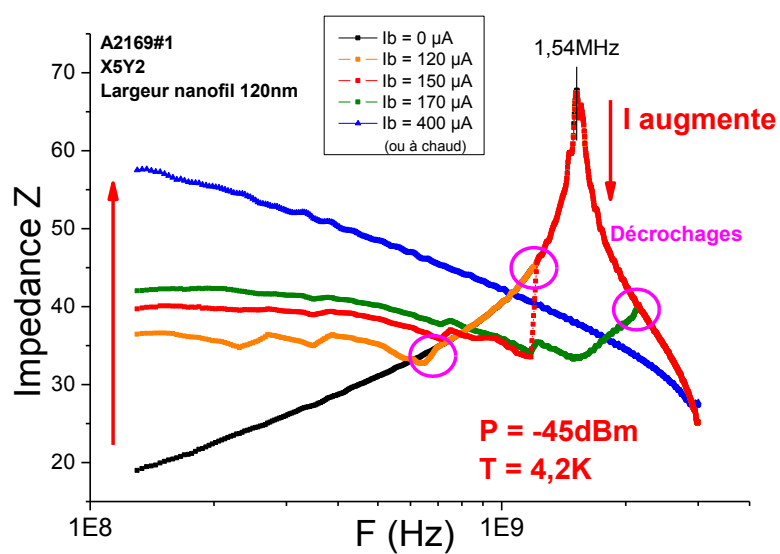
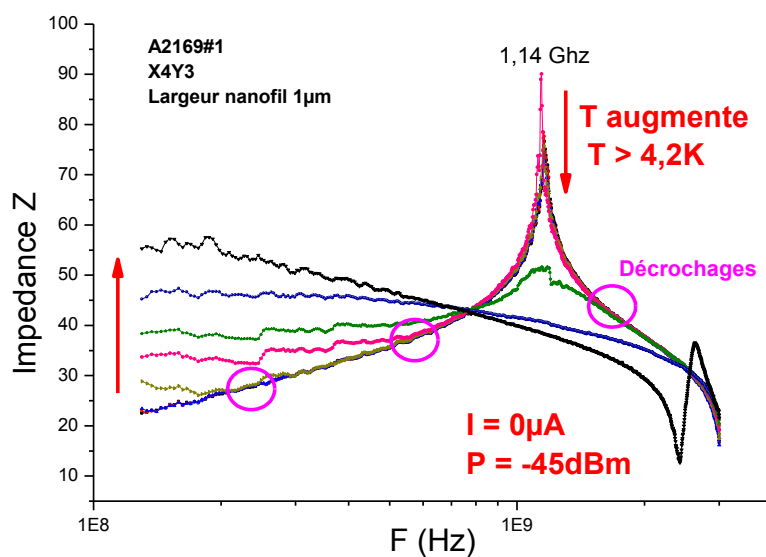
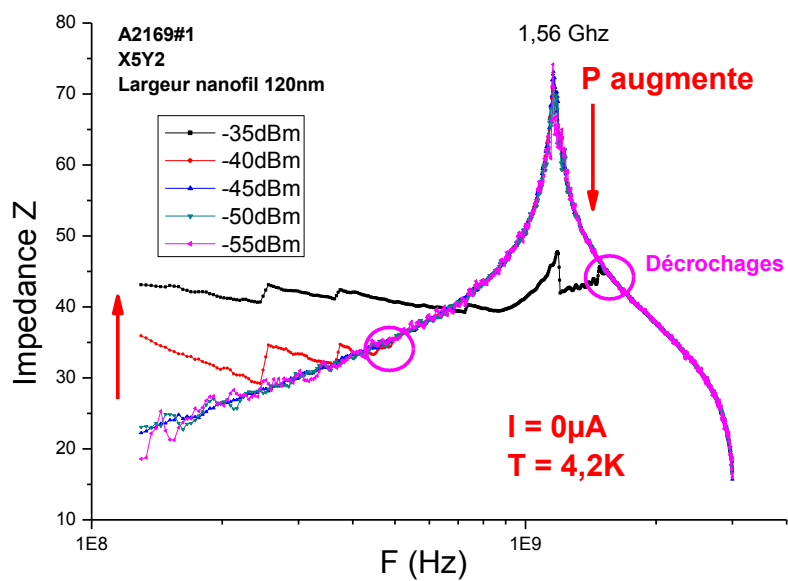
- sous la fréquence de décrochage, la mesure témoigne d'un comportement intermédiaire entre l'état supraconducteur et l'état résistif à température ambiante.
- Au dessus de cette fréquence de décrochage, la courbe reste identique à la situation où le SSPD est supraconducteur.

On relève de plus que le pic de résonance de l'oscillateur ne change pas de fréquence, mais s'atténue progressivement, alors que d'autres travaux montrent une modification de l'inductance cinétique à l'approche de la transition [1]-[2]. Dans notre cas, il semble que des transitions intermittentes induites par chauffage local viennent perturber l'approche de la transition.

Faute de temps et de moyens développés pour une caractérisation plus fiable et rapide (concernant notamment la maîtrise de la température, des conditions de filtrage et de calibrage), il a été décidé de ne pas prolonger l'étude dans cette direction. Un examen plus approfondi du circuit serait intéressant afin de clarifier ces effets. La validité des valeurs des inductances mesurées incite à penser que la méthode de mesure est correcte tant que le méandre NbN est supraconducteur, mais il reste difficile de conclure sur la réponse du dispositif à l'approche de la transition vers l'état normal. Il pourrait être utile pour cela de considérer des interactions entre quasiparticules et les ondes RF [3].

Références

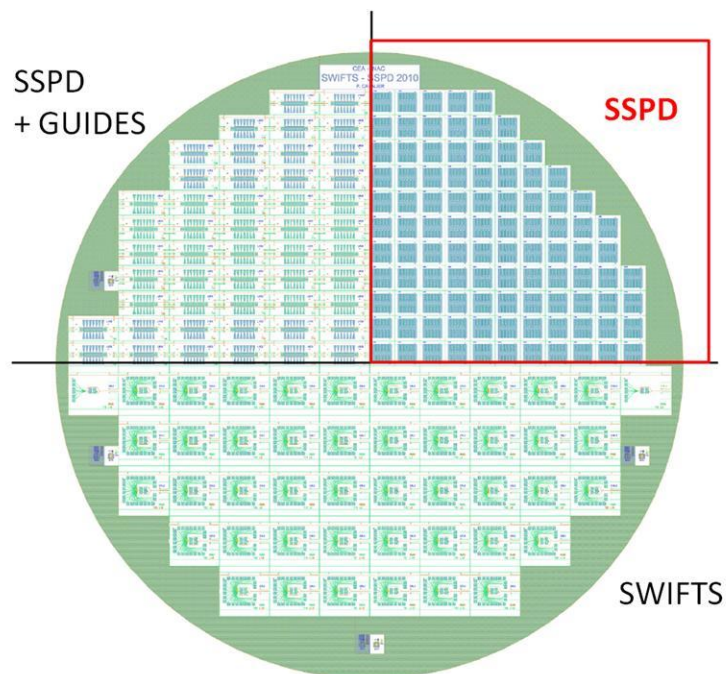
- [1] M. Johnson and A.M. Kadin, "Electrical transport in a superconducting niobium nitride ultrathin granular film: A disordered two-dimensional Josephson-junction array," *Physical Review B*, vol. 57, Feb. 1998, pp. 3593-3601.
- [2] M.W. Johnson and A.M. Kadin, "Anomalous current-dependence of kinetic inductance in ultrathin NbN meander lines," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 7, 1997, p. 3492-3495.
- [3] K. Steinberg, M. Scheffler, and M. Dressel, "Quasiparticle response of superconducting aluminum to electromagnetic radiation," *Physical Review B*, vol. 77, Jun. 2008, pp. 1-7.



ANNEXE C1

Ch.5 - p.143 : Répartition des détecteurs sur les puces SSPD

On considère ici la zone SSPD du wafer :



Les puces y sont disposées suivant la numérotation suivante :

L10C0	L10C1	L10C2	L10C3	L10C4						
L9C0	L9C1	L9C2	L9C3	L9C4	L9C5					
L8C0	L8C1	L8C2	L8C3	L8C4	L8C5	L8C6				
L7C0	L7C1	L7C2	L7C3	L7C4	L7C5	L7C6	L7C7			
L6C0	L6C1	L6C2	L6C3	L6C4	L6C5	L6C6	L6C7	L6C8		
L5C0	L5C1	L5C2	L5C3	L5C4	L5C5	L5C6	L5C7	L5C8	L5C9	
L4C0	L4C1	L4C2	L4C3	L4C4	L4C5	L4C6	L4C7	L4C8	L4C9	
L3C0	L3C1	L3C2	L3C3	L3C4	L3C5	L3C6	L3C7	L3C8	L3C9	L3C10
L2C0	L2C1	L2C2	L2C3	L2C4	L2C5	L2C6	L2C7	L2C8	L2C9	L2C10
L1C0	L1C1	L1C2	L1C3	L1C4	L1C5	L1C6	L1C7	L1C8	L1C9	L1C10
L0C0	L0C1	L0C2	L0C3	L0C4	L0C5	L0C6	L0C7	L0C8	L0C9	L0C10

Chaque puce contient 10 détecteurs SSPD, suivant la répartition donnée ci-dessous :

Nota : nomenclature des détecteurs

Exemple : 2p60e30L2684

Orange : géométrie du motif. « 2 » indique un méandre, « spirale » une spirale, « Nf » un nanofil.

Vert : pas du motif (largeur nanofil + écart entre deux nanofils), en nm. Dans le cas des nanofils, on désigne le pas des motifs de correction d'effets de proximité aux alentours.

Bleu : largeur du nanofil, en nm.

Rouge : dimension (coté) du pixel, en nm.

[illegible]

	// L1C0		// L2C0		// L3C0		// L4C0		// L5C0
2p160e80L3000	2p60e30L3000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	2p200e80L8000	2p75e30L3000	2p200e80L4000	2p75e30L1500
2p180e90L3000	2p80e40L3000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	2p250e90L9000	2p100e40L4000	2p225e90L4500	2p100e40L2000
2p200e100L3000	2p100e50L3000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	2p250e100L10000	2p125e50L5000	2p250e100L5000	2p125e50L2500
2p220e110L3000	2p120e60L3000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	2p275e110L11000	2p150e60L6000	2p275e110L5500	2p150e60L3000
2p240e120L3000	2p140e70L3000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	2p300e120L12000	2p175e70L7000	2p300e120L6000	2p175e70L3500
	// L1C1		// L2C1		// L3C1		// L4C1		// L5C1
2p220e110L3000	2p220e110L3000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	2p200e80L8000	2p75e30L3000	2p200e80L4000	2p75e30L1500
2p240e170L3000	2p240e170L3000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	2p250e90L9000	2p100e40L4000	2p225e90L4500	2p100e40L2000
2p360e180L3000	2p260e130L3000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	2p250e100L10000	2p125e50L5000	2p250e100L5000	2p125e50L2500
2p380e190L3000	2p280e140L3000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	2p275e110L11000	2p150e60L6000	2p275e110L5500	2p150e60L3000
2p400e200L3000	2p300e150L3000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	2p300e120L12000	2p175e70L7000	2p300e120L6000	2p175e70L3500
	// L1C2		// L2C2		// L3C2		// L4C2		// L5C2
2p200e80L3000	2p75e30L3000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	2p200e80L8000	2p75e30L3000	2p200e80L4000	2p75e30L1500
2p250e90L3000	2p100e40L3000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	2p250e90L9000	2p100e40L4000	2p225e90L4500	2p100e40L2000
2p250e100L3000	2p125e50L3000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	2p250e100L10000	2p125e50L5000	2p250e100L5000	2p125e50L2500
2p275e110L3000	2p150e60L3000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	2p275e110L11000	2p150e60L6000	2p275e110L5500	2p150e60L3000
2p300e120L3000	2p175e70L3000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	2p300e120L12000	2p175e70L7000	2p300e120L6000	2p175e70L3500
	// L1C3		// L2C3		// L3C3		// L4C3		// L5C3
2p400e160L3000	2p275e110L3000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	Nf160e80L10000	Nf100e30L10000	2p160e80L7156	2p60e30L2684	2p160e80L3578	2p60e30L1342
2p425e170L3000	2p300e120L3000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	Nf180e90L10000	Nf100e40L10000	2p180e90L8050	2p80e40L3578	2p180e90L4025	2p80e40L1789
2p450e180L3000	2p325e130L3000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	Nf200e100L10000	Nf100e50L10000	2p200e100L8945	2p100e50L4472	2p200e100L4472	2p100e50L2236
2p475e190L3000	2p350e140L3000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	Nf220e110L10000	Nf120e60L10000	2p220e110L9839	2p120e60L5367	2p220e110L4920	2p120e60L2684
2p500e200L3000	2p375e150L3000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	Nf240e120L10000	Nf140e70L10000	2p240e120L10733	2p140e70L6261	2p240e120L5367	2p140e70L3131
	// L1C4		// L2C4		// L3C4		// L4C4		// L5C4
2p133e80L3000	2p50e30L3000	Nf160e80L5000	Nf100e30L5000	Nf160e80L5000	Nf100e30L5000	2p160e80L7156	2p60e30L2684	2p160e80L3578	2p60e30L1342
2p150e90L3000	2p67e40L3000	Nf180e90L5000	Nf100e40L5000	Nf180e90L5000	Nf100e40L5000	2p180e90L8050	2p80e40L3578	2p180e90L4025	2p80e40L1789
2p167e100L3000	2p83e50L3000	Nf200e100L5000	Nf100e50L5000	Nf200e100L5000	Nf100e50L5000	2p200e100L8945	2p100e50L4472	2p200e100L4472	2p100e50L2236
2p183e110L3000	2p100e60L3000	Nf220e110L5000	Nf120e60L5000	Nf220e110L5000	Nf120e60L5000	2p220e110L9839	2p120e60L5367	2p220e110L4920	2p120e60L2684
2p200e120L3000	2p117e70L3000	Nf240e120L5000	Nf140e70L5000	Nf240e120L5000	Nf140e70L5000	2p240e120L10733	2p140e70L6261	2p240e120L5367	2p140e70L3131
	// L1C5		// L2C5		// L3C5		// L4C5		// L5C5
2p267e160L3000	2p183e110L3000	Nf160e80L5000	Nf100e30L5000	Nf160e80L5000	Nf100e30L5000	2p160e80L7156	2p60e30L2684	2p160e80L3578	2p60e30L1342
2p283e170L3000	2p200e120L3000	Nf180e90L5000	Nf100e40L5000	Nf180e90L5000	Nf100e40L5000	2p180e90L8050	2p80e40L3578	2p180e90L4025	2p80e40L1789
2p300e180L3000	2p217e130L3000	Nf200e100L5000	Nf100e50L5000	Nf200e100L5000	Nf100e50L5000	2p200e100L8945	2p100e50L4472	2p200e100L4472	2p100e50L2236
2p317e190L3000	2p233e140L3000	Nf220e110L5000	Nf120e60L5000	Nf220e110L5000	Nf120e60L5000	2p220e110L9839	2p120e60L5367	2p220e110L4920	2p120e60L2684
2p333e200L3000	2p250e150L3000	Nf240e120L5000	Nf140e70L5000	Nf240e120L5000	Nf140e70L5000	2p240e120L10733	2p140e70L6261	2p240e120L5367	2p140e70L3131
	// L1C6		// L2C6		// L3C6		// L4C6		// L5C6
2p160e80L7500	2p60e30L7500	Nf160e80L40000	Nf100e30L15000	Nf160e80L40000	Nf100e30L15000	2p133e80L6524	2p50e30L2450	2p133e80L3262	2p50e30L1225
2p180e90L7500	2p80e40L7500	Nf180e90L45000	Nf100e40L20000	Nf180e90L45000	Nf100e40L20000	2p150e90L7349	2p67e40L3274	2p150e90L3674	2p67e40L1637
2p200e100L7500	2p100e50L7500	Nf200e100L50000	Nf100e50L25000	Nf200e100L50000	Nf100e50L25000	2p167e100L8173	2p83e50L4074	2p167e100L4087	2p83e50L2037
2p220e110L7500	2p120e60L7500	Nf220e110L55000	Nf120e60L30000	Nf220e110L55000	Nf120e60L30000	2p183e110L8974	2p100e60L4899	2p183e110L4487	2p100e60L2450
2p240e120L7500	2p140e70L7500	Nf240e120L60000	Nf140e70L35000	Nf240e120L60000	Nf140e70L35000	2p200e120L9798	2p117e70L5724	2p200e120L4899	2p117e70L2862

	// L0C0	
	2p150e80L10000	2p60e30L10000
	2p180e90L10000	2p80e40L10000
	2p200e100L10000	2p100e50L10000
	2p220e110L10000	2p120e60L10000
	// L0C1	
	2p240e120L10000	2p140e70L10000
	2p320e160L10000	2p220e110L10000
	2p340e170L10000	2p240e120L10000
	// L0C2	
	2p360e180L10000	2p260e130L10000
	2p380e190L10000	2p280e140L10000
	2p400e200L10000	2p300e150L10000
	// L0C3	
	2p400e160L10000	2p275e110L10000
	2p425e170L10000	2p300e120L10000
	2p450e180L10000	2p325e130L10000
	2p475e190L10000	2p350e140L10000
	// L0C4	
	2p500e200L10000	2p375e150L10000
	2p133e80L10000	2p50e30L10000
	2p150e90L10000	2p67e40L10000
	// L0C5	
	2p167e100L10000	2p83e50L10000
	2p183e110L10000	2p100e60L10000
	2p200e120L10000	2p117e70L10000
	// L0C6	
	2p267e160L10000	2p160e80L5000
	2p283e170L10000	2p180e90L5000
	2p300e180L10000	2p200e100L5000
	2p317e190L10000	2p220e110L5000
	2p333e200L10000	2p240e120L5000

// L3C7	// L4C7		// L5C7		// L6C7		// L7C7	
	2p133e80L6524	2p50e30L2450	2p133e80L3262	2p50e30L1225	spiralep133e80L5000	spiralep50e30L15000	spiralep133e80L5205	spiralep50e30L1955
	2p150e90L7349	2p67e40L3274	2p150e90L3674	2p67e40L1637	spiralep150e90L5000	spiralep67e40L15000	spiralep150e90L5863	spiralep67e40L2613
	2p167e100L8173	2p83e50L4074	2p167e100L4087	2p83e50L2037	spiralep167e100L5000	spiralep83e50L15000	spiralep167e100L6521	spiralep83e50L3251
	2p183e110L8974	2p100e60L4899	2p183e110L4487	2p100e60L2450	spiralep183e110L5000	spiralep100e60L5000	spiralep183e110L7157	spiralep100e60L3909
// L3C8	2p200e120L9798	2p117e70L5724	2p200e120L4899	2p117e70L2862	spiralep200e120L5000	spiralep117e70L5000	spiralep200e120L7818	spiralep117e70L4567
// L3C9	2p257e150L13072	2p183e110L8974	2p257e160L6536	2p183e110L4487	spiralep257e160L5000	spiralep183e110L5000		
	2p283e170L13874	2p200e120L9798	2p283e170L6936	2p200e120L4899	spiralep283e170L5000	spiralep200e120L5000		
	2p300e180L14697	2p217e130L10623	2p300e180L7349	2p217e130L5312	spiralep300e180L5000	spiralep217e130L5000		
	2p317e190L15522	2p233e140L11423	2p317e190L7761	2p233e140L5712	spiralep317e190L5000	spiralep233e140L5000		
	2p333e200L16322	2p250e150L12248	2p333e200L8161	2p250e150L6124	spiralep333e200L5000	spiralep250e150L5000		
// L3C10								

2p320e160L5000	2p220e110L5000	2p320e160L7500	// L1C7	Nf160e80L40000	// L2C7	Nf160e80L40000
2p340e170L5000	2p240e120L5000	2p340e170L7500	2p240e120L7500	Nf180e90L45000	Nf100e30L15000	Nf180e90L45000
2p360e180L5000	2p260e130L5000	2p360e180L7500	2p260e130L7500	Nf200e100L50000	Nf100e40L20000	Nf200e100L50000
2p380e190L5000	2p280e140L5000	2p380e190L7500	2p280e140L7500	Nf220e110L55000	Nf100e50L25000	Nf220e110L55000
2p400e200L5000	2p300e150L5000	2p400e200L7500	2p300e150L7500	Nf240e120L60000	Nf120e60L30000	Nf240e120L60000
					Nf140e70L35000	Nf240e120L60000
	// L0C8		// L1C8		// L2C8	
2p200e80L5000	2p75e30L5000	2p200e80L7500	2p75e30L7500	Nf160e80L40000	Nf100e30L15000	Nf160e80L40000
2p225e90L5000	2p100e40L5000	2p225e90L7500	2p100e40L7500	Nf180e90L45000	Nf100e40L20000	Nf180e90L45000
2p250e100L5000	2p125e50L5000	2p250e100L7500	2p125e50L7500	Nf200e100L50000	Nf100e50L25000	Nf200e100L50000
2p275e110L5000	2p150e60L5000	2p275e110L7500	2p150e60L7500	Nf220e110L55000	Nf120e60L30000	Nf220e110L55000
2p300e120L5000	2p175e70L5000	2p300e120L7500	2p175e70L7500	Nf240e120L60000	Nf140e70L35000	Nf240e120L60000
	// L0C9		// L1C9		// L2C9	
2p400e160L5000	2p275e110L5000	2p400e160L7500	2p275e110L7500	Nf160e80L40000	Nf100e30L15000	Nf160e80L40000
2p425e170L5000	2p300e120L5000	2p425e170L7500	2p300e120L7500	Nf180e90L45000	Nf100e40L20000	Nf180e90L45000
2p450e180L5000	2p325e130L5000	2p450e180L7500	2p325e130L7500	Nf200e100L50000	Nf100e50L25000	Nf200e100L50000
2p475e190L5000	2p350e140L5000	2p475e190L7500	2p350e140L7500	Nf220e110L55000	Nf120e60L30000	Nf220e110L55000
2p500e200L5000	2p375e150L5000	2p500e200L7500	2p375e150L7500	Nf240e120L60000	Nf140e70L35000	Nf240e120L60000
	// L0C10		// L1C10		// L2C10	
2p133e80L5000	2p50e30L5000	2p133e80L7500	2p50e30L7500	Nf160e80L20000	Nf100e30L20000	Nf160e80L20000
2p150e90L5000	2p67e40L5000	2p150e90L7500	2p67e40L7500	Nf180e90L20000	Nf100e40L20000	Nf180e90L20000
2p167e100L5000	2p83e50L5000	2p167e100L7500	2p83e50L7500	Nf200e100L20000	Nf100e50L20000	Nf200e100L20000
2p183e110L5000	2p100e60L5000	2p183e110L7500	2p100e60L7500	Nf220e110L20000	Nf120e60L20000	Nf220e110L20000
2p200e120L5000	2p117e70L5000	2p200e120L7500	2p117e70L7500	Nf240e120L20000	Nf140e70L20000	Nf240e120L20000

Ch.5 - p.143 : Propriétés des détecteurs sur les puces SSPD

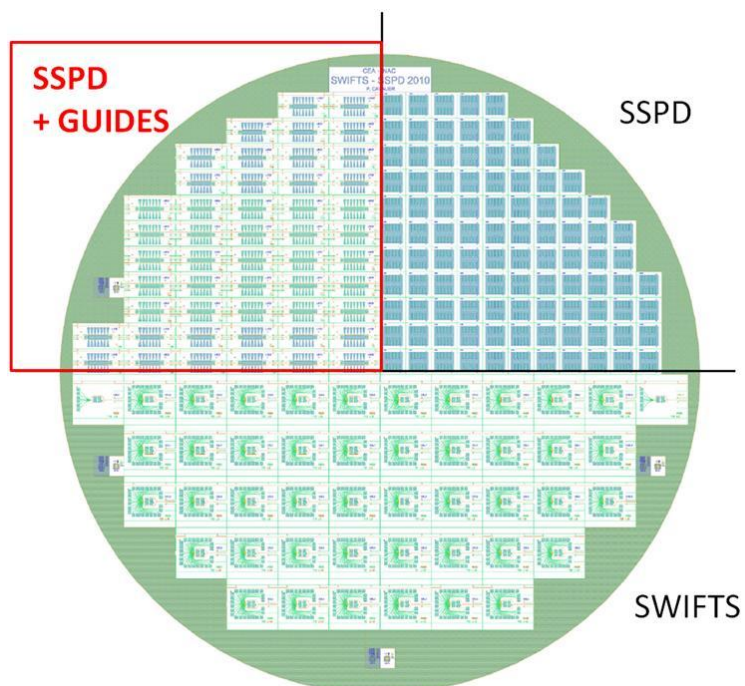
Les détecteurs fabriqués ont été choisis suivant les critères mentionnés à la page 143 (largeur des nanofils, nombre de carrés...). Le tableau ci-dessous donne les critères correspondant à chaque puce :

Pixel 10x10	Pixel 5x5	Pixel 3x3	Pixel 7.5x7.5	Nanofils		Nanofils		SSPD 4000 carrés, rempl 0.4		SSPD 2000 carrés, rempl 0.4
Remplissage 0.5	Remplissage 0.5	Remplissage 0.5	Remplissage 0.5	entre 333-83 carrés		entre 333-83 carrés		//L4C0		//L5C0
//L0C0	//L0C6	//L1C0	//L1C6	//L2C0		//L3C0		//L4C1		//L5C1
//L0C1	//L0C7	//L1C1	//L1C7	//L2C1		//L3C1		//L4C2		//L5C2
Remplissage 0.4	Remplissage 0.4	Remplissage 0.4	Remplissage 0.4	//L2C2		//L3C2		SSPD 4000 carrés, rempl 0.5		SSPD 2000 carrés, rempl 0.5
//L0C2	//L0C8	//L1C2	//L1C8	//L2C3		//L3C3		//L4C3		//L5C3
//L0C3	//L0C9	//L1C3	//L1C9	moitié moins longs		moitié moins longs		//L4C4		//L5C4
Remplissage 0.6	Remplissage 0.6	Remplissage 0.6	Remplissage 0.6	//L2C4		//L3C4		//L4C5		//L5C5
//L0C4	//L0C10	//L1C4	//L1C10	//L2C5		//L3C5		SSPD 4000 carrés, rempl 0.5		SSPD 2000 carrés, rempl 0.6
//L0C5		//L1C5		500 carrés		500 carrés		//L4C6		//L5C6
				//L2C6		//L3C6		//L4C7		//L5C7
				//L2C7		//L3C7		//L4C8		//L5C8
				//L2C8		//L3C8		//L4C9		//L5C9
				//L2C9		//L3C9				
				//L2C10		//L3C10				
Spirales	Spirales, 2000 carrés			SSPD 2000 carrés		SSPD 4000 carrés		SSPD 2000 carrés		
Pixel 5x5 Remplissage 0.5		RQ : $N_c(\text{spir}) \sim \pi * L^2 / 4 * w * p \Rightarrow L = \text{rac}(4 * N_c * w * p / \pi)$			Remplissage 0.4		Remplissage 0.4	Remplissage 0.6		
//L6C0		Remplissage 0.4		Idem	//L9C0		//L10C0	//L11C0		
//L6C1		//L7C0		Remplissage 0.4	//L9C1		//L10C1	//L11C1		
//L6C2		//L7C1		//L8C0	//L9C2		Remplissage 0.5			
Pixel 5x5 Remplissage 0.4		//L7C2		//L8C1	Remplissage 0.5		//L10C2			
//L6C3		Remplissage 0.5		Remplissage 0.5	//L9C3		//L10C3			
//L6C4		//L7C3		//L8C2	//L9C4		Remplissage 0.6			
//L6C5		//L7C4		//L8C3	//L9C5		//L10C4			
Pixel 5x5 Remplissage 0.6		//L7C5		Remplissage 0.6						
//L6C6		Remplissage 0.6		//L8C4						
//L6C7		//L7C6	//L8C5							
//L6C8		//L7C7	//L8C6							

ANNEXE C2

Ch.5 - p.145 : Répartition des guides et des détecteurs dans la zone SSPD+Guides

On considère ici la zone SSPD+Guides du wafer :



La répartition des puces, avec les guides, est la suivante :

N° PUCE				L10C1	L10C0
LARGEUR GUIDE (μm)				L1.6	L1.6
LARGEUR TAPER (μm)				T20	T20
				L9C2	L9C1
				L1.6	L1.6
				T10	T2
				L8C3	L8C2
				L1.3	L1.3
				T20	T10
				L7C3	L7C2
				L5	L5
				T20	T10
				L6C4	L6C3
				L10	L10
				T20	T10
				L5C4	L5C3
				L5	L5
				T20	T10
				L4C4	L4C3
				L2	L2
				T20	T2

	L3C4 L1.6 T20	L3C3 L1.6 T10	L3C2 L1.6 T10	L3C1 L1.6 T10	L3C0 L1.6 T2
	L2C4 L1.3 T20	L2C3 L1.3 T10	L2C2 L1.3 T10	L2C1 L1.3 T10	L2C0 L1.3 T2
L1C5 L2 T20	L1C4 L2 T20	L1C3 L2 T10	L1C2 L2 T10	L1C1 L2 T10	L1C0 L2 T2
L0C5 L10 T20	L0C4 L10 T20	L0C3 L10 T20	L0C2 L10 T20	L0C1 L10 T10	L0C0 L10 T10

Toutes les puces contenant des guides possèdent la même série de 14 détecteurs :

Tp100e50L5000	Tp160e80L5000
2p100e50L5000	2p160e80L5000
Tp200e100L5000	Tp240e120L5000
2p200e100L5000	Nf100e40L10000
Tp80e40L5000	Nf100e50L10000
2p240e120L5000	Nf160e80L10000
Tp300e150L5000	Nf200e100L10000

Dans la nomenclature de ces détecteurs, le « T » désigne un motif en méandre dont les nanofils sont perpendiculaires au guide d'ondes, tandis que les méandres classiques (préfixe « 2 ») ont des nanofils parallèles à la direction du guide.

ANNEXE D

Ch.5 – p.148 : Code de placement des détecteurs

Ce code en C++ utilise la liste de détecteurs prédéfinis (detecteurs.txt), devant être placés sur le masque, pour en générer un fichier (result.txt) compatible avec les macros du logiciel de dessin de masques utilisé (LayoutEditor).

Un ENORME merci à Julien Mascart pour ce précieux coup de main 😊 !

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>

#define TAILLE_MAX 1000
#define NOM_FICHIER_SOURCE "detecteurs.txt"
#define NOM_FICHIERS_DEST "result.txt"
#define DETECT_BY_LINE 5

int main(int argc, char *argv[])
{
    FILE* fichier = NULL;
    FILE* fichier_dest = NULL;
    char line[TAILLE_MAX] = ""; // Chaîne vide de taille TAILLE_MAX
    char chip[TAILLE_MAX] = "";
    char detect[TAILLE_MAX] = "";
    int l,c;
    int detect_x, detect_y;
    int detect_ctr=0;
    //char code1 = "exemple de code source généré ";

    fichier = fopen(NOM_FICHIER_SOURCE, "r");
    if (fichier == NULL){
        printf("Impossible d'ouvrir le fichier source");
        return -1;
    }
    fichier_dest = fopen(NOM_FICHIERS_DEST, "w+");
    if (fichier_dest == NULL){
        printf("Impossible d'ouvrir le fichier dest");
        return -1;
    }

    // On peut lire et ecrire dans le fichier
    // fgets lit au maximum une ligne du fichier de toutes facon
    while (fgets(line, TAILLE_MAX, fichier) != NULL) // On lit le fichier tant qu'on ne recoit pas d'erreur (NULL)
    {
        //printf("ligne: %s", line); // On affiche la chaîne qu'on vient de lire
        // si la ligne commence par "// "
        if (line[0] == '/' && line[1] == '/' && line[2] == ' ') {
            strcpy(chip, line+3);
            char *p = strchr(chip, '\n');
            if (p)
                *p = 0;

            sscanf(chip, "L%dC%d", &l, &c);
            printf(" l lue: %d, c lu: %d\n", l, c);
            detect_ctr=0;
        }
    }
}
```

```

printf("==>nouvelle chip detectée: \'%s\'\\n", chip);
// sinon, si la ligne est différente de "\\n" (ligne vide)
} else if (strcmp(line, "\\n")) {
strcpy(detect, line);
    char *p = strchr(detect, '\\n');
    if (p)
        *p = 0;
printf("==>nouveau detecteur: \'%s\'\\n", detect );
detect_x = detect_ctr%DETECT_BY_LINE; //modulo : compte revient à 0 tous les <detect_by_line>
detect_y = detect_ctr/DETECT_BY_LINE; //division entre int : donne un int

//pour vérif ce que fait le code
//fprintf(fichier_dest, "hello la chip est %s et le detect est %s\\n", chip, detect);
//fprintf(fichier_dest, "detect_x = %d detect_y = %d\\n", detect_x, detect_y);
//fprintf(fichier_dest, "l = %d c = %d\\n\\n", l, c);

// génération du code
fprintf(fichier_dest, "emplacement.set(%d*4000000+%d*510000,%d*4000000+%d*800000);\\n", c,
detect_x, l, detect_y);
fprintf(fichier_dest, "duplique = layout->drawing->findCell(\"%s\\");\\n", detect);
fprintf(fichier_dest, "pucehaut->addCellref(duplique,emplacement);\\n\\n");

    detect_ctr++;
}
}

fclose(fichier);
fclose(fichier_dest);

return 0;
}

```

ANNEXE E1

Ch.6 - p.181 : Tableaux des résistances à chaud des nanofils du lot SWIFTS-1

Les tableaux suivants regroupent les résistances mesurées à chaud sur les nanofils issus du lot SWIFTS-1, en $k\Omega$. Les lignes en fond vert indiquent les nanofils non pontés par recouvrement des motifs ebeam dû à une double insolation décalée, accidentelle du lot. Certaines puces présentaient des défauts au niveau de la masse, les nanofils ne semblant pas y être reliés. Leur résistance a néanmoins pu être évaluée en effectuant la mesure entre deux nanofils (on opte alors pour un nanofil « référent », noté *REF* dans le tableau).

Les puces marquées en jaune ou vert vif sont les plus intéressantes pour des mesures plus poussées : les valeurs de résistances témoignent de nanofils définis au moins dans leur partie large, et qui peuvent donc faire l'objet d'une étude du courant critique ou de température critique, voire de détection.

Chaque tableau regroupe les puces ayant subi la même dose d'insolation ebeam (doses « CFAi », avec $i = 1..5$). La dose minimale était de $60\mu C/cm^2$ (dénommée « CFA0 », n'apparaissant pas sur les tableaux car réservée aux motifs les plus larges, pour la numérotation des puces), avec un incrément de 7% pour chaque dose.

De façon générale on peut relever qu'il existe de grandes disparités des résistances y compris pour des puces ayant subi la même dose d'insolation. Les puces à résistances comparables se situent en fait dans la zone centrale du wafer. Ceci signifie que le procédé n'était pas suffisamment stabilisé et qu'il était très sensible aux moindres variations des paramètres.

De façon plus précise, on constate que les valeurs des résistances des méandres SSPD sont très basses, ce qui implique une présence importante de pontages, en dépit de dimensions assez larges (largeur nominale 100nm, écart entre nanofils 100nm). Ceci provient probablement de l'étape de délaquage de la résine de lithographie électronique, qui a dû laisser d'importants résidus empêchant la gravure du NbN par la suite. Rappelons que pour ce lot, aucune tentative de descum n'avait été réalisée. De ce constat, on peut déduire que les parties fines des nanofils (largeur nominale 50nm, espacement 110nm) sont similairement pontées et non fonctionnelles.

Malgré les irrégularités, la valeur de 200 $k\Omega$ de résistance de nanofil semble se distinguer. Le nombre de carrés d'un nanofil, compte tenu de ses dimensions données au chapitre 5 (paragraphe 3.1.2 sur le dessin des nanofils), et en ne tenant pas compte des parties fines pontées, s'élève à environ 1000 carrés. De ce chiffre, on peut estimer une résistance carrée de l'ordre de 200 Ω_c ($\pm 20 \Omega_c$). Il est à noter que cette valeur est inférieure à celle mesurée pour la couche initiale passivée par une nano-couche MgO avant procédé (A2241 - 278 Ω_c). Deux hypothèses peuvent concourir à expliquer cette différence : la largeur effective des nanofils est élargie à cause du mauvais délaquage (même cause que le pontage) ou/et la couche de NbN doublement protégée par MgO, a vu sa résistance carrée diminuer lors du recuit à 280°C associé au dépôt de SiN (effet observé par ailleurs).

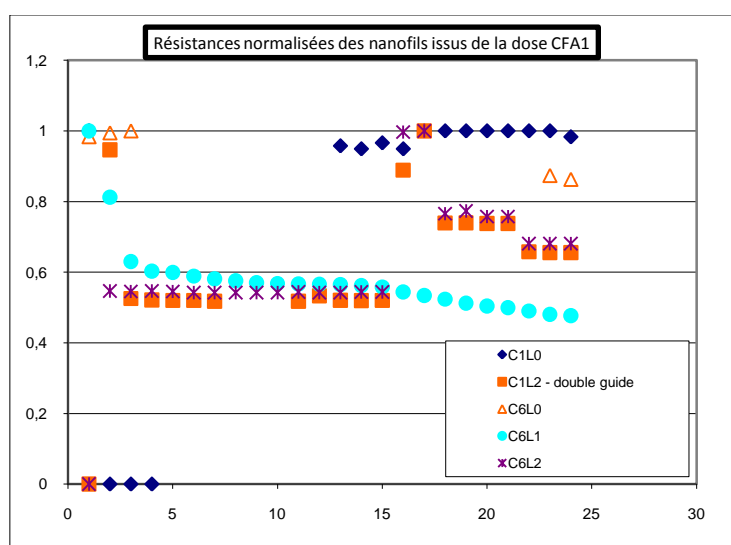
CFA1						
6 puces	C1L0	C1L2 - double guide	C6L0	C6L1	C6L2	C6L3
NF1	5900	REF	1,79	53,66	REF	
NF2		425,9	1,81	43,6	343	
NF3		236,5	1,82	33,8	342	
NF4		234,6		32,36	343	
NF5		234		32,17	342	
NF6		234		31,6	340	
NF7		233		31,2	340	
NF8		or coupé		30,9	340	
NF9		or coupé		30,6	340	
NF10		or coupé		30,49	340	
NF11		233		30,42	341	
NF12		240		30,35	340	
NF13	5650	234,2		30,3	340	
NF14	5600	233,7		30,17	341	
NF15	5700	234		29,94	341	
NF16	5600	400		29,2	625	
NF17	5900	450		28,67	627	
NF18	5900	332,7		28,1	480	
NF19	5900	333		27,5	485	
NF20	5900	332		27,05	475	
NF21	5900	332		26,8	475	
NF22	5900	296		26,3	427	
NF23	5900	295	1,59	25,8	427	
NF24	5800	295	1,57	25,6	427	
SSPD1	6,24	6,46	1,33	5,84	7,5	17,05
SSPD2	5,7	5,33	1,18	4,43	6,46	

les nf entre eux donnent ~400k

pb masse

pontés?

pb masse mauvais



CFA2								
8 puces	C2L0	C2L1	C2L2	C2L3	C7L0	C7L1	C7L2	C7L3
NF1	215,3	228,9	229		13,51	383		
NF2	202,3	222	228		13,27	335		
NF3	24,35	23,9	26,6		13,08	291,4		
NF4		21,8	25		12,87	290		
NF5		21,6	25,5		12,8	289,5		
NF6		21,1	24,2			289		
NF7		20,7	24			288,2		
NF8		20,6	23,6			288		
NF9		20,5	23,6			287,6		
NF10	21,18	20,5	23,6			287,4		
NF11		20,6	23,6			287,7		
NF12		20,6	23,6			287,8		
NF13		20,66	23,7			288		
NF14		20,76	23,9			288		
NF15		21	24,2			288		
NF16	162	36,5	237,9			305,5		
NF17	193	216,9	236,3			374,2		
NF18	210	180	120,5			371,2		
NF19	213,3	174,2	120,7		12,5	373		
NF20	192	221,2	120,9		12,6	393		
NF21	145,2	190,6	120,9		12,71	382		
NF22	112,1	210,1	83,7		12,87	374,5		
NF23	105,1	214	83,6		13,12	382,7		
NF24	129	217,4	83,7		13,46	432		
SSPD1	6,6	5,68	7,16	7,87	5,37	7,67	17,8	2870
SSPD2	5,2	4,96	5,55	7	4,79	6,37	9,42	44,5

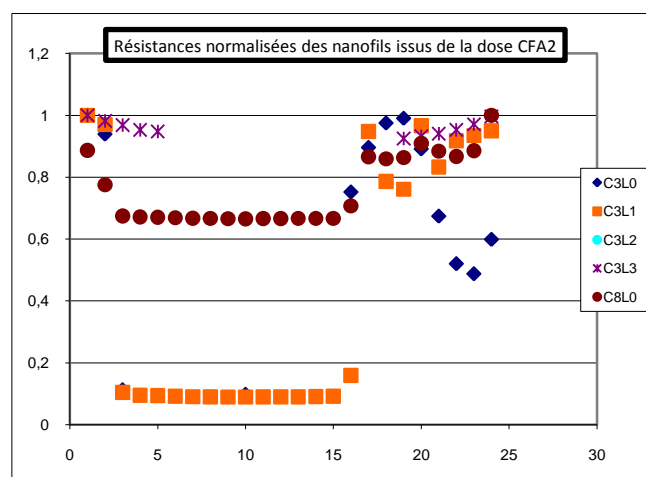
irisation sin

pb masse

pontés?

pb masse

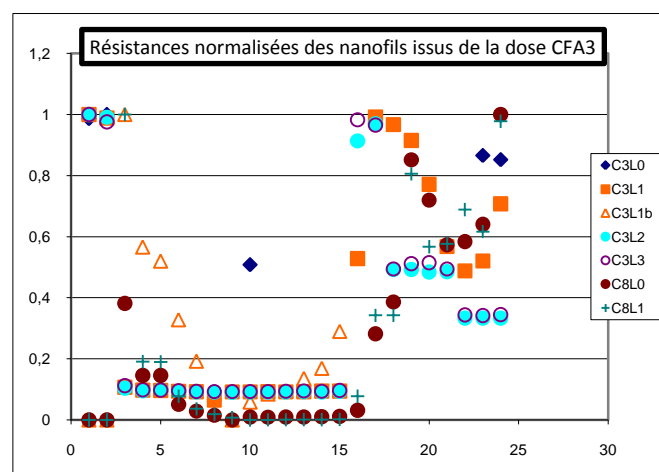
mauvais



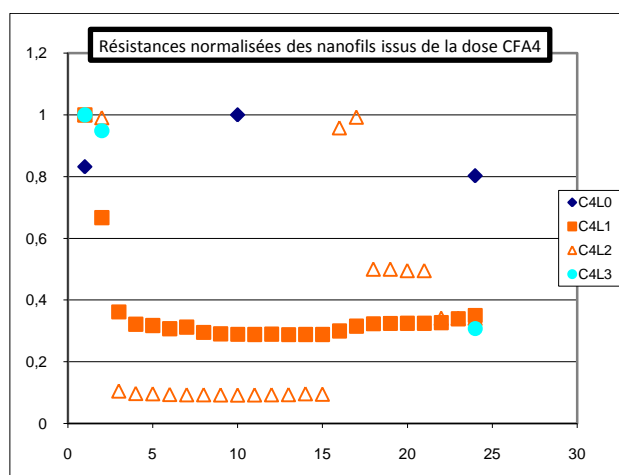
CFA3								
7 puces	C3L0	C3L1	C3L1b	C3L2	C3L3	C8L0	C8L1	C8L2
NF1	4,33	196,8		222	174	1722+	33000+	
NF2	4,39	194,5	206,4+	220	169,8	2780+	4180+	
NF3		21,07	5	22,95	19,5	303	1800	
NF4		19,17	2,83	21,2	17,14	116	343	
NF5		19	2,6	21,9	16,98	116	342	
NF6		18,45	1,64	20,5	16,61	40,3	140	
NF7		18,2	0,962	20,2	16,27	22,9	65	
NF8		12,8	0,44	20,1	16,15	11,9	33,5	
NF9		18	REF	20	16,1	REF	12,5	
NF10	2,23	18,05	0,293	20,1	16,11	7,62	REF	
NF11		18,07	0,424	20,1	16,15	7	0,6	
NF12		18,04	0,474	20,1	16,3	7,21	0,9	
NF13		18,15	0,68	20,4	16,5	7,66	1,9	
NF14		18,5	0,845	20,3	16,3	8,16	1,8	
NF15		18,55	1,45	20,6	16,8	9,06	2,7	
NF16		104		202,8	171	24,8	140	
NF17		195,2		215,3	168	224	616	
NF18		190,3		109,2	86	307	616	
NF19		180,1		109,3	89	677	1450	
NF20		151,8		107,5	89,5	572	1021	
NF21		111,7		107,7	86	456	1038	
NF22		96		74	59,8	464	1240	
NF23	3,8	102,4		74	59,4	509	1110	
NF24	3,74	139,2		74	60	795	1760	
SSPD1	1,95	4,99		5,67	7	20,4	36,7	4100
SSPD2	1,74	4,33		4,8	6,3	15,85	200	1000

guide coupé

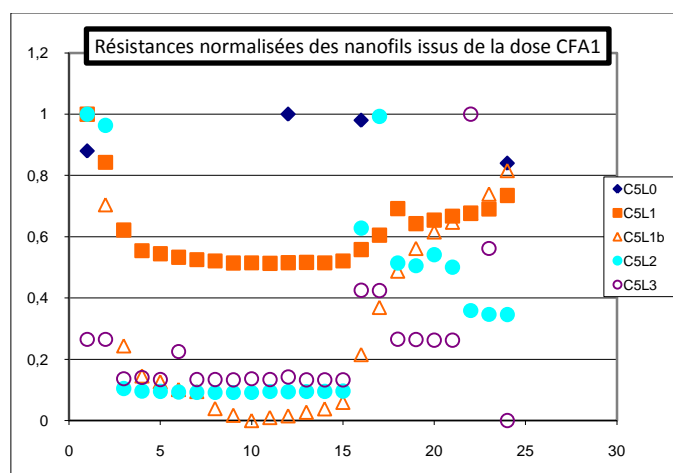
pb masse



CFA4				
4 puces	C4L0	C4L1	C4L2	C4L3
NF1	1,14	33	214	194,5
NF2		22	212	184,5
NF3		11,92	22,5	
NF4		10,6	20,8	
NF5		10,47	20,6	
NF6		10,13	20,1	
NF7		10,3	19,9	
NF8		9,73	19,9	
NF9		9,59	19,8	
NF10	1,37	9,53	19,7	
NF11		9,5	19,8	
NF12		9,55	19,9	
NF13		9,49	20	
NF14		9,5	20,6	
NF15		9,52	20,3	
NF16		9,89	205	
NF17		10,41	212,4	
NF18		10,66	107	
NF19		10,69	107	
NF20		10,72	106	
NF21		10,72	106	
NF22		10,77	73	
NF23		11,2	73	
NF24	1,1	11,55	73	59,78
SSPD1	0,755	4,28	5,3	6,64
SSPD2	0,723	3,31	4,7	



CFA5					
4 puces	C5L0	C5L1	C5L1b	C5L2	C5L3
NF1	0,88	20,1	15,79	223,7	200
NF2		16,94	11,12	215,5	200
NF3		12,5	3,85	23,3	103
NF4		11,14	2,3	21,5	106
NF5		10,94	2	21,3	101
NF6		10,71	1,6	20,8	170
NF7		10,55	1,5	20,5	101
NF8		10,47	0,62	20,4	101
NF9		10,33	0,274	20,4	100
NF10		10,34	REF	20,4	103
NF11		10,31	0,158	21,1	101
NF12	1	10,35	0,245	21	107
NF13		10,37	0,432	21,1	100
NF14		10,34	0,606	21,2	100
NF15		10,47	0,939	21,5	100
NF16	0,98	11,21	3,4	140,4	321
NF17		12,16	5,83	222	320,5
NF18		13,9	7,7	115	200,3
NF19		12,91	8,87	113	199,7
NF20		13,15	9,72	121	198
NF21		13,41	10,22	112	198
NF22		13,61	10,67	80,3	755
NF23		13,87	11,67	77,5	424
NF24	0,84	14,77	12,88	77,4	REF
SSPD1	0,67	4,337	14	5,96	6,66
SSPD2	0,68	3,747	13,35	5,26	5,66



ANNEXE E2

Ch.6-p.189 : Tableaux des résistances à chaud des nanofils du lot SWIFTS-2

Les tableaux ci-dessous présentent les mesures à température ambiante des résistances des nanofils (en kOhm) sur les puces présélectionnées comportant le moins de pontages d'après contrôle visuel au MEB. On mesure les résistances de chaque nanofil, puis la résistance cumulée de 2 nanofils voisins en série. L'écart entre la résistance cumulée et l'addition des résistances individuelles permet de savoir s'il y a un pontage (cases en rouge et gras). Les cases jaunes désignent des nanofils pour lesquels des pontages ont été constatés par MEB, ce qui se reflète sur les valeurs des résistances plus basses que la moyenne. Les cases bleutées indiquent des nanofils dont l'apparence semblait irrégulière au MEB. Les valeurs de résistance affichées en orange suggèrent que le nanofil est très altéré, avec une résistance très supérieure à la moyenne de la puce.

SWIFTS-2

Guide	T10-L1,6 (guide ok)				T10-L1,6 (pb début guide)				T10-L2 (poussières)				T2-L2 (guide ok)				T10-L2 (poussières vers nanofils)				T10-L2 (guide ok)			
	C4L3	N + (N+1) théo	N + (N+1) exp	Ecart %	C4L2	N + (N+1) théo	N + (N+1) exp	Ecart %	C4L1	N + (N+1) théo	N + (N+1) exp	Ecart %	C3L0	N + (N+1) théo	N + (N+1) exp	Ecart %	C4L0	N + (N+1) théo	N + (N+1) exp	Ecart %	C7L0	N + (N+1) théo	N + (N+1) exp	Ecart %
NF1	∞				698	27698			543	9043	9550	5,61	∞				531	1107	1080	-2,4	520	1002	935	-6,6
NF2	∞				27000				8500	9054			∞				576	1236	1240	0,32	482	971	900	-7,3
NF3	∞				∞				554	1099	1090	-0,8	∞				660	1140	1150	0,88	489	967	900	-6,9
NF4	∞				611	1228	1230	0,16	545	1081	1070	-1	471	941	860	-8,6	480	900	890	-1,1	478	964	900	-6,6
NF5	∞				617	1215	1200	-1,2	536	1073	1100	2,52	470	948	860	-9,2	420	833	778	-6,6	486	1073	1060	-1,2
NF6	∞				598	1188	1160	-2,4	537	1069	1070	0,09	478	1066	1050	-1,5	413	819	760	-7,1	587	1204	1200	-0,3
NF7	∞				590	1192	1190	-0,2	532	1056	1050	-0,5	588	1194	1190	-0,3	406	819	760	-7,1	617	1243	1240	-0,2
NF8	∞				602	1205	1190	-1,2	524	1042	1040	-0,1	606	1213	1190	-1,9	413	930	930	0	626	1259	1260	0,12
NF9	∞				603	1214			518	1017			607	1210			517	1022			633	1230		
NF10	695	1358	1338	-1,5	611	1202	1200	-0,2	499	991	980	-1,1	603	1201	1200	-0	505	989	990	0,15	597	1131	1120	-1
NF11	663	3563	3540	-0,6	591	1141	1140	-0,1	492	976	960	-1,6	598	1208	1210	0,17	484	964	910	-5,6	534	1071	990	-7,5
NF12	2900	3486	3700	6,14	550	1098	990	-9,8	484				610	1208	1210	0,17	480	985	980	-0,5	537			
NF13	586	1166	990	-15	548	1086	1080	-0,6	∞				598	1195	1200	0,42	505	1010	1000	-1	pad or coupé			
NF14	580	12980	13600	4,78	538	1079	947	-12	∞				597	1194	1200	0,5	506	1002	1000	-0,1	563	1129	1070	-5,3
NF15	12400	13045			541	1171	1240	5,89	2000	2509			597	1202			496	1009			566	1188		

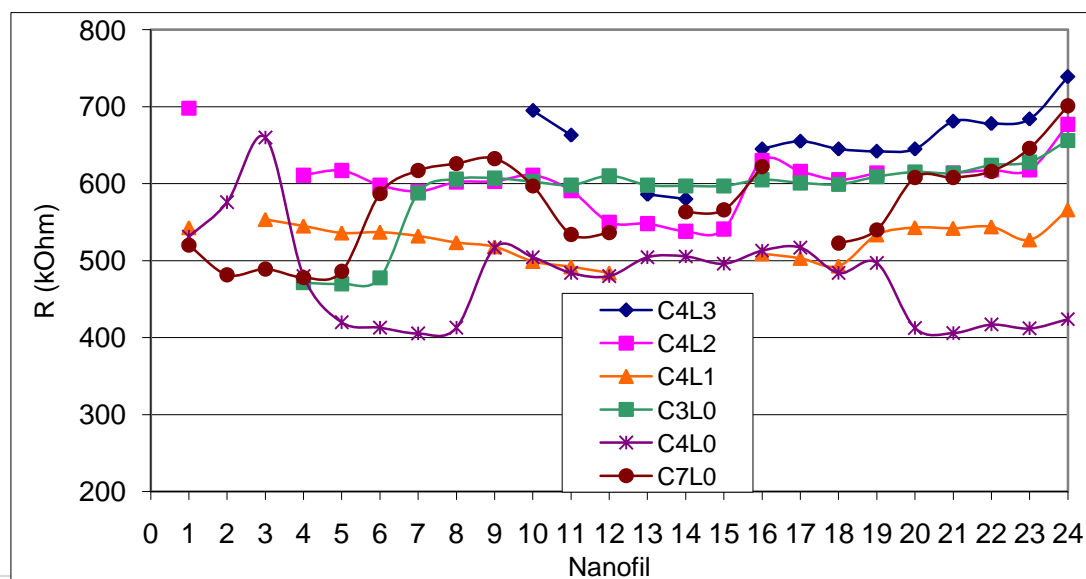
NF16	645	1300	1280	-1,5	630	1246	1210	-2,9	509	1012	1040	2,77	605	1206	1190	-1,3	513	1030	1040	0,97	622			
NF17	655	1300	1300	0	616	1221	1200	-1,7	503	996	930	-6,6	601	1200	1200	0	517	1001	1000	-0,1	∞			
NF18	645	1287	1300	1,01	605	1219			493	1027	1020	-0,6	599	1208	1210	0,17	484	981	960	-2,1	523	1063	980	-7,8
NF19	642	1287	1247	-3,1	614				534	1077	1070	-0,6	609	1224	1220	-0,3	497	910	910	0,04	540	1148	1120	-2,4
NF20	645	1326	1330	0,3	∞				543	1085	1080	-0,5	615	1229	1230	0,12	413	819	780	-4,7	608	1216	1210	-0,5
NF21	681	1359	1360	0,07	614	1231			542	1086	1080	-0,6	614	1238	1236	-0,1	406	823	790	-4	608	1224	1180	-3,6
NF22	678	1362	1330	-2,3	618	1236			544	1071			624	1252			417	829	790	-4,7	616	1262	1260	-0,2
NF23	684	1423	1400	-1,6	618	1295			527	1093	1200	9,79	628	1284	1280	-0,3	412	836	800	-4,3	646	1347	1347	0
NF24	739				677				566				656				424				701			
Moy	656,8	2476	2501	-1,64	604	2588	1152	-2,03	526	1494	1583	0,42	589	1181	1161	-1,3	478	956	930	-2,35	572	1142	1098	-3,37
SSPD A	569	Rc(Nf)	453		539	Rc(Nf)	417		480	Rc(Nf)	363		507	Rc(Nf)	406		244	Rc(Nf)	330		491	Rc(Nf)	394	
SSPD B	1165	Rc(A)	455		1000	Rc(A)	431		56,4	Rc(A)	384		1566	Rc(A)	405		14,9	Rc(A)	195		814	Rc(A)	393	

RQ : SSPDA = 2p200e100L5000, B = 2p200e100L10000, soit B 4x + long que A, donc normalement 4x + résistif! Aucun ne suit cette loi... pb fonds de résine ???

Nccarrés ~ 1450 pour NF, 1250 pour A, 5000 pour B

Récapitulatif des valeurs des résistances (les cases en rouge indiquent les nanofils pontés)

Nanofils	C4L3	C4L2	C4L1	C3L0	C4L0	C7L0
1		698	543		531	520
2					576	482
3			554		660	489
4		611	545	471	480	478
5		617	536	470	420	486
6		598	537	478	413	587
7		590	532	588	406	617
8		602	524	606	413	626
9		603	518	607	517	633
10	695	611	499	603	505	597
11	663	591	492	598	484	534
12		550	484	610	480	537
13	586	548		598	505	
14	580	538		597	506	563
15		541		597	496	566



16	645	630	509	605	513	622
17	655	616	503	601	517	
18	645	605	493	599	484	523
19	642	614	534	609	497	540
20	645		543	615	413	608
21	681	614	542	614	406	608
22	678	618	544	624	417	616
23	684	618	527	628	412	646
24	739	677	566	656	424	701

Ces mesures ont permis de sélectionner les puces (C3L0 et C4L1) à privilégier pour la mesure, en considérant celles comportant le moins de nanofils pontés.

COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES

Articles en premier auteur (* : revues à comité de lecture)

***P. Cavalier**, C. Constancias, P. Feautrier, A. Morand, and J.-C. Villegier, "Light Interference On-Chip Detection by SNSPD", *soumis à AIP Advances en juin 2011*

***P. Cavalier**, C. Constancias, P. Feautrier, L. Maingault, A. Morand, and J.-C. Villegier, "SWIFTS Waveguide Micro-Spectrometer Integrated on Top of a 1D-NbN SNSPD Array," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, 2011, pp. 327-331.

Articles en co-auteur

*S. Pagano, N. Martucciello, R. Cristiano, M. Ejrnaes, A. Casaburi, R. Leoni, A. Gaggero, F. Mattioli, J.C. Villegier, and **P. Cavalier**, "Nano-Strip Three-Terminal Superconducting Device for Cryogenic Detector Readout," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, 2011, pp. 717-720.

*L. Maingault, M. Tarkhov, I. Florya, A. Semenov, R. Espiau de Lamaestre, **P. Cavalier**, G.N. Gol'tsman, J.P. Poizat, and J.-C. Villégier, "Spectral dependency of superconducting single photon detectors," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, 2010, p. 116103.

*M. Ejrnaes, A. Casaburi, R. Cristiano, O. Quaranta, S. Marchetti, N. Martucciello, S. Pagano, A. Gaggero, F. Mattioli, R. Leoni, **P. Cavalier**, and J.-C. Villégier, "Timing jitter of cascade switch superconducting nanowire single photon detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 95, 2009, p. 132503.

*J.-C. Villégier, S. Bouat, **P. Cavalier**, R. Setzu, R. Espiau de Lamaestre, C. Jorel, P. Odier, B. Guillet, L. Mechin, and M.P. Chauvat, "Epitaxial growth of sputtered ultra-thin NbN layers and junctions on sapphire," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, Jun. 2009, p. 3375–3378.

R. Espiau de Lamaestre, L. Maingault, L. Frey, C. Constancias, **P. Cavalier**, J.-C. Villégier, P. Odier, and J.P. Poizat, "Superconducting single photon detectors for ultrasensitive visible and IR detection," *Proceedings of SPIE*, vol. 33, 2009, p. 72490Q-72490Q-12.

*R. Espiau de Lamaestre, P. Odier, E. Bellet-Amalric, **P. Cavalier**, S. Pouget, and J.-C. Villégier, "High quality ultrathin NbN layers on sapphire for superconducting single photon detectors," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 97, Feb. 2008, p. 012046.

*P. Feautrier, E. Le Coarer, R. Espiau de Lamaestre, **P. Cavalier**, L. Maingault, J.-C. Villégier, L. Frey, J. Claudon, N. Bergeard, M. Tarkhov, and J.P. Poizat, "High-speed superconducting single photon detectors for innovative astronomical applications," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 97, Feb. 2008, p. 012087.

*C. Constancias, R. Espiau de Lamaestre, O. Louveau, **P. Cavalier**, and J.-C. Villégier, "Patterning issues in superconducting nanowire single photon detector fabrication," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 25, 2007, p. 2041.

Interventions orales

2011 : Journée des doctorants IPAG

2010 : Journée des doctorants CEA-INAC

2009 : Journée des doctorants CEA-INAC

Journée des thèses Minatec

Journée des doctorants EEATS (Ecole doctorale)

2008 : Journée des doctorants CEA-INAC

S-Pulse Detector Workshop, Karlsruhe – Allemagne

CEA : Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives

INAC : Institut Nanosciences et Cryogénie

IPAG : Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble

Présentation de posters

Colloque INSU - R&D pour l’Astrophysique, Grenoble, Mai 2011

Applied Superconductivity Conference, Washington DC – Etats Unis, Aout 2010

Euroflux Superconducting Devices Conference, Avignon, Octobre 2009

SWIFTS Waveguide Micro-Spectrometer Integrated on Top of a 1D-NbN SNSPD Array

Paul Cavalier, Christophe Constancias, Philippe Feautrier, Laurent Maingault, Alain Morand, and Jean-Claude Villégier

Abstract—The SWIFTS integrated waveguide device (Stationary Wave Integrated Transform Spectrometer) has been designed on top of a 1D parallel array of 50-nm-width single stripe Superconducting Nanowire Single Photon Detectors (SNSPD). Colored light, around $1.55\text{-}\mu\text{m}$ wavelengths, is introduced inside PE-CVD deposited and patterned Si₃N₄ monomode rib waveguides, in order to produce a counter-propagative stationary wave over the Nanowire array. Optical power losses are reported, mainly due to waveguide sidewall roughness scattering, end-fire fiber coupling and mode coupling mismatch. Simulations and measurements over waveguide bending, coupling and roughness quantify the loss contributions of the different factors. E-beam lithography has been re-optimized on 4-inch sapphire and NbN passivating nano-layers added for elaborating SWIFTS devices with 24 Nanowires each of 50-nm widths, capable of directly sampling the stationary wave profile. Process compatibility has been demonstrated, thanks to the MgO layer protecting NbN Nanowires before SiN deposition. Each SNSPD should operate separately at 4K in the single photon counting regime for sampling the guided standing wave, introduced by the high precision mechanical alignment of a fiber in the test set-up.

Index Terms—NbN, photon spectral analysis, SiN waveguides, superconducting nanowires, superconducting single photon detectors.

I. INTRODUCTION

THE need for spectral devices in astronomy has led to several researches towards improving usual spectrometer performances to reach better resolution, speed and sensitivity. The range of improvement is limited by intrinsic concept limits, such as geometrical dispositions and dimensions in diffusive spectrometers, or the necessity of mobile parts in common Fourier spectrometers. A new concept of fully integrated spectrometer, SWIFTS (Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer), is a major breakthrough in the field of extremely compact spectro-detectors. The principle, fully

detailed previously [1], is inspired by the Lippmann color photography technique used in 1891, which granted him a Nobel Prize in 1908 for his pioneer work based on light interference. Incoming light is guided into an interferometer, so that the interferogram formed is read by nano-detectors. An inverse FFT then allows reaching the initial spectrum of the incident light. The interferometer can be conceived in two ways: either with a mirror, which will produce the interferogram using incident and reflected waves or with a loop-waveguide which divides the incident wave into 2 paths joining each other as pictured in Fig. 1.

Such a device has not yet been produced in its full potential, measuring precisely enough the interferogram at micron-wavelengths. The solution up to now was to under-sample the profile of the stationary wave, with the inherent aliasing risks. Additional signal treatment is needed afterwards and relies on de-ported lecture systems [1], [2].

The objective of this paper is to present experimental results solving the most critical issues in the design, process elaboration and test, leading the demonstration of a fully integrated 24 pixels SWIFTS spectro-detector, thanks to the use of superconducting nanowire single photon detectors (SNSPDs) [3] based on niobium nitride (NbN). These detectors, when biased close to their critical current, exhibit single-photon sensitivity at near-infrared wavelengths, high dynamic range and extremely low NEP (Noise Equivalent Power). In addition, achievement of very low dimensions (down to 50 nm width nanowires) is a key factor for sampling by Shannon criteria conditions, which improves the instrument potential compared to the under-sampled prototypes [4]. Another condition is to collect only a fraction of the optical signal to avoid perturbation of the stationary wave. Therefore weak coupling of the SNSPD is needed.

This paper will firstly describe the device design and main characteristics for the SWIFTS-SNSPD prototype. We then show the waveguide design and performances, followed by their implementation. We finally focus on the SNSPD technology process in order to establish the possibility of the whole device integration.

II. SPECTROMETER DESIGN

A. SWIFTS Structure

The basic SWIFTS device has been designed in a counter-propagative configuration with a loop waveguide above a 24-pixels Nanowire SNSPD array, as shown in Fig. 1. The loop curvature will be discussed later, as bending of the waveguide induces optical losses. After device on sapphire cleaving along perpendicularly to the waveguides, light is

Manuscript received August 02, 2010; accepted October 05, 2010. Date of publication November 15, 2010; date of current version May 27, 2011. The authors acknowledge the STREP-Sinphonia Project under contract number NMP4-CT-2005-16433 (www.sinphonia.org), funded by the European Commission under the FP6 Programme. We also acknowledge the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) in France for the partial support of this project.

P. Cavalier, L. Maingault, and J.-C. Villégier are with CEA-INAC, 38000 Grenoble, France (e-mail: paul.cavalier@cea.fr).

C. Constancias is with CEA-LETI, 38000 Grenoble, France.

P. Feautrier is with LAOG, 38450 St Martin d'Hères, France.

A. Morand is with IMEP-LAHC, UMR INPG-UJF-CNRS 5130, BP 257, 38016 Grenoble Cedex, France.

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TASC.2010.2086039

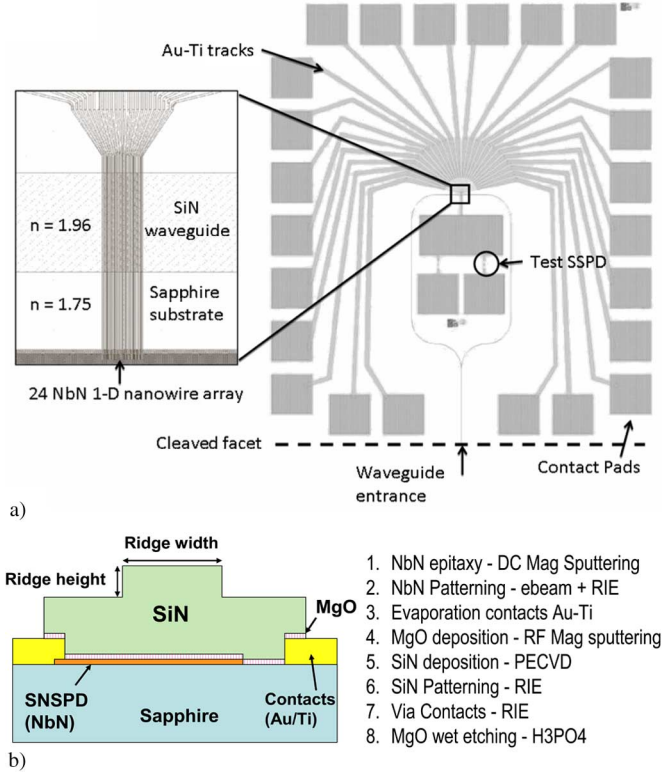


Fig. 1. SWIFTS device structure. (a) Insert shows the sensitive area where the interferogram is analyzed by the NbN single stripe SSPDs array. (b) Cross-sectional view and integration process steps described in Section V.

injected into the loop by direct end-fire fiber coupling with the use of a coupling taper. The nanowires are connected to the Au-Ti contact pads through NbN wider “tail wires” and Au-Ti coplanar tracks. Normal SNSPDs are also present on the chip for calibration tests. The total size of the chip is $6 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$.

B. Test Set-Up and Protocol

One of the challenges consists in measuring the SWIFTS-SNSPD response. In this purpose, the SNSPD experimental 4.2K setup previously used [5] has been modified, with a new insert designed for an end-fire alignment on the waveguide. After fabrication, the SWIFTS chip cleaving has been optimized to achieve a good optical interface for coupling and is mounted in a sample holder fixed to the insert base. The optical fiber is fixed inside a rigid fiber-holder screwed to Attocube piezoelectric motors. This allows precise micrometer positioning of the fiber in front of the waveguide. The insert having 5 coaxial lines, the experimental protocol is to apply during a fixed time, independent photon counting in the single photon mode to each of the different nanowires. One given Nanowire is used as reference to control the photon flux from one measurement to the others where 4 new nanowires are connected, and so on, until the whole set of detectors is characterized. Each SNSPD being DC-biased according to [6] and measured sequentially, crosstalk between nanowires should not appear in this configuration despite their proximity [7].

The lack of visual control inside the Helium Dewar being an important problem for the optical coupling, special care has been taken to ensure the stability of the optical alignment during

the cooling: all the holding mechanical pieces were built using high strength Cu-Be alloy.

III. WAVEGUIDE DEVELOPMENT

A. Choice of Waveguide Material and Geometry

The choice of the waveguide material is imposed by the minimal detector size: high index materials induce proportional wavelength reduction within the waveguide, which must not outperform the ebeam resolution. The detector array has a 150 nm aimed period and, following the Shannon sampling criteria, imposes a minimal physical stationary wave period of 300 nm, which for a vacuum wavelength of $1.55 \mu\text{m}$ corresponds to a maximal material index of $N_{\text{eff}} = 2.58$. Within this limit, the most suitable material compatible with our fabrication facilities is Silicon Nitride (Si_3N_4), which has an index of 1.96 measured by ellipsometry [8]. In such a configuration, an array of 24 detectors sampling the signal over $3.6 \mu\text{m}$ distance theoretically allows a spectral resolution of 170 nm.

The waveguide process compatibility with SNSPDs is a core point of the study. To take advantage of the epitaxial quality of NbN grown on Sapphire, it is convenient to deposit the waveguide material upon patterned detectors [9]. A rib waveguide patterned above the array afterwards NbN epitaxial deposition allows a simple process as well as device protection, in addition to reliable guiding abilities.

B. Waveguide Dimensioning

The waveguides are designed to be monomode in order to avoid the jamming of the interferogram, as the presence of multiple guided modes would result in multiple zero-path-difference positions. Calculations on simple rib waveguides were made using the Metric and WMM mode solvers [10]–[12], giving a range of geometry to be tested, with varying rib waveguide widths L (from $1 \mu\text{m}$ to $2 \mu\text{m}$), heights H ($0.2 \mu\text{m}$ – $0.5 \mu\text{m}$), and a core thickness of $0.9 \mu\text{m}$.

In order to predict the losses, several steps were taken: an M-lines experiment [13] was done on the SiN plane with the help of a Metricon 2010/M, which showed sharp absorption of the film for fundamental transverse electric (TE_0) and transverse magnetic (TM_0) modes at $1.55 \mu\text{m}$, suggesting good guiding properties.

Another important factor to consider is the bending of the waveguides, as the final device features a loop waveguide: the losses induced by these parts have to be evaluated in order to design properly the loop. The evaluation in Fig. 2 was done by Aperiodic Fourier Modal Method (AFMM) [2], [14], [15], and shows that in all cases a radius greater than $300 \mu\text{m}$ induces less than 1 dB loss except for the very low-confinement case with $0.1 \mu\text{m}$ height and $2.9 \mu\text{m}$ width rib.

C. Waveguide Fabrication and Testing

Test-vehicle waveguides, without SNSPD, were deposited by plasma enhanced chemical-vapor deposition (PECVD) at 280°C on an R-plane Sapphire substrate, then patterned by deep-UV lithography and reactive ion etched with SF_6/O_2 gas (RIE). After proper cleaving the samples, measurements were done with an end-fire coupling setup using standard and

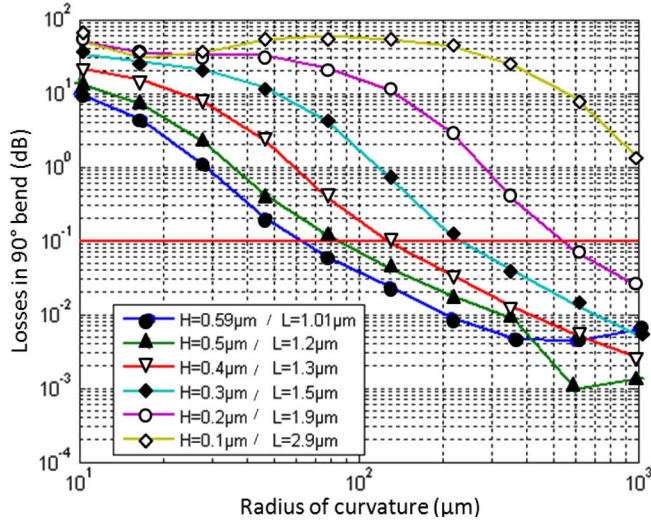


Fig. 2. AFMM simulation results for simple rib waveguides with different dimensions over a 90° angle bending for varying radius of curvature. H is the rib height, whereas L is the width.

lensed optical fibers, with respectively 10 μm and 2 μm beam diameter. The samples, fibers and objective (Mitutoyo NIR 20X) were mounted on Newport micro-positioners.

The results shown in Fig. 3 exhibit the guiding abilities of a series of 9 mm-long, 1-2 μm width waveguides with 0.3 μm rib height. The calculations were made by taking the received signal from the SUI Goodrich infrared camera and evaluating the input-output light power ratio. We could also observe that outbound field shapes are slightly different from the ones predicted by previous simulations, resulting in similarly lower mode coupling factor. Scanning electron microscope (SEM) examination of the waveguides has given a possible origin of such deformation: the pictures taken in Fig. 4 show strong sidewall roughness on the waveguides, which are known to induce important scattering losses [16], [17]. Additional atomic force microscope (AFM) examination revealed irregularities along the waveguide sidewalls with ~ 23.5 nm standard deviation and correlation length of about 450 nm. A maximum 17.5 dB/cm loss estimation is found for waveguides of any width and height considered (in the weak guiding approximation with fixed low effective index), close to the 14 dB/cm propagation losses measured by cut-back method on straight waveguides. The curved waveguides of the 0.3 μm rib series exhibited the best power ratios for curvatures of 200–300 μm , losing only 1.5 dB over a complete loop compared to straight waveguides of same length.

For all our guides in general, the losses are mainly due to mode mismatch (respectively -19 dB/ -6 dB for 10 μm /2 μm beam diameter fibers), end-fire coupling [19] (varying with alignment as well as interface) and sidewall roughness scattering. Solutions with deposited SiO_2 cladding are also under investigation to attenuate the scattering losses, with lower index contrast.

Nonetheless, these studies have demonstrated the guiding capabilities of our waveguides and the optimal H-L-curvature combinations. High optical losses are not yet a critical matter,

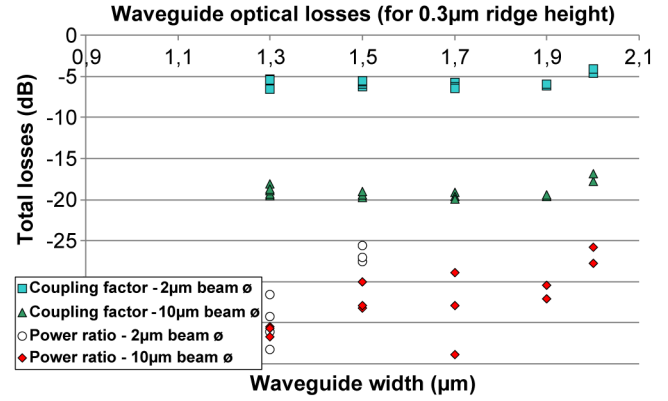


Fig. 3. Optical losses for 0.3- μm ridge height and 9-mm-long waveguides. Two parameters are shown: the coupling factor evaluated by mode overlaps [18] between waveguide field output and simulated Gaussian beams and the in-out power ratio experimentally measured. Two coupling cases are considered: one with a standard fiber with 10- μm beam diameter and another with a lensed fiber with a 2- μm beam diameter.

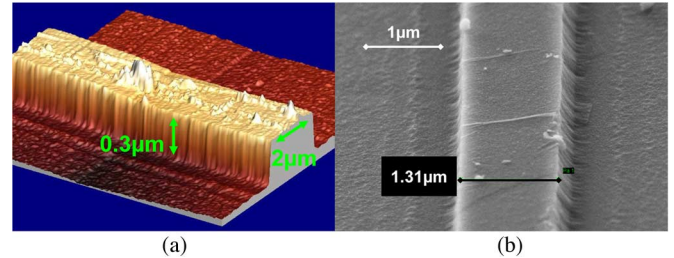


Fig. 4. (a) AFM and (b) SEM topography of two different waveguides.

as the extreme sensitivity of SNSPDs counterbalances the waveguide attenuation.

IV. SNSPD ELABORATION

A. SNSPD Fabrication

CEA-INAC has demonstrated state-of-the-art capability in producing SNSPD detectors on 4-inch sapphire wafers [5], [6], [20], SNSPD routinely having 80 nm, down to 50 nm widths. The aim here is to benefit from the past studies to produce the 24 nanowires-SNSPD array that will directly sample the interferogram of the SWIFTS. With a 150-nm array period, the nanowire width has been reduced to 50 nm in order to increase the readout contrast as well as to improve the resist profile and proximity effect between nanowires during the ebeam process.

In order to achieve a better reproducibility of 50 nm wide nanowires, we used the NEB35 resist from Sumitomo. This resist exhibits increased resolution compared to the NEB22 resist used previously [20]. Epitaxially grown NbN thin films were deposited by DC-magnetron sputtering on R-plane Sapphire substrate as described in [9], to reach thickness of about 4 nm measured by X-Ray reflectivity. The NbN is then patterned with the help of an e-beam masker, followed by RIE SF_6/O_2 etching to define the nanowires, as shown in Fig. 5. After stripping the resist with EKC-LE bath [20], we proceed to the lift-off of Au-Ti contacts.

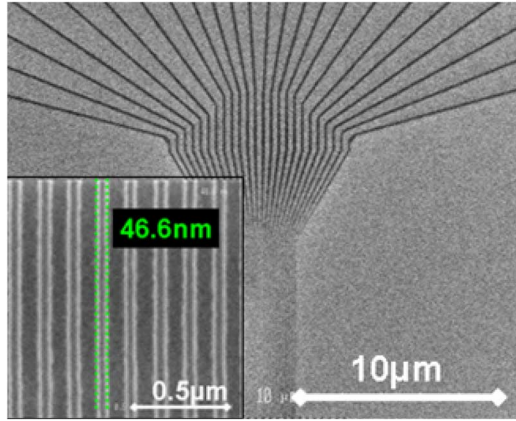


Fig. 5. SEM images of a SNSPD array, with 60 μC dose to size (50 nm pitch 150 nm) and $\pm 10\%$ process window.

While wavelength-resolving capability of SNSPDs has been proved in [21], [22], the goal here is different. The sampling of the interferogram requires the SNSPDs to perform an intensity measurement. To achieve so, the SNSPDs must operate in single-photon regime, which can be achieved by adequate attenuation and biasing. The detector regime can be controlled experimentally, as shown in previous works [5].

B. Nanowire Inductance and Form-Factor

The use of NbN SNSPD as straight nanowires instead of common meander-shaped detectors raises the problem of latching, as reported in [23]. Indeed, a single nanowire being much shorter than a meander, the SNSPD ends up with much lower inductance leading to the creation of self-heating hotspots. These do not allow the return of the device to superconducting state, which is equivalent to having a blind detector. To address this issue, we chose to increase the nanowires' inductance up to ordinary meander inductance levels. In this respect, R-plane sapphire substrate was chosen instead of M-plane one which induces lower inductance of epitaxial NbN [24], and nanowires were dimensioned to reach a number of squares comparable to common $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ SSPDs (about 1000 squares). The photosensitive part remaining the same under the waveguide, the inactive "inductive tail" parts are made 2 to 4 times wider to avoid resistive transition that would perturb the measurement. As the aim of SWIFTS SNSPD is not to operate at higher speed than conventional SNSPD, inductance value is not an issue.

V. TOWARD INTEGRATION OF THE SWIFTS DEVICE

In order to produce the SWIFTS device, we have to combine both UV and e-beam lithography. Patterned NbN SNSPD must not be degraded during the entire process, so a MgO nanolayer deposition was added before patterning the SiN waveguide, as shown in Fig. 1(b).

NbN nanowire oxidation being a major problem reducing the detector efficiency, resulting from a T_c decrease and a resistive increase, heating in an oxidizing atmosphere must be minimized during the whole process. In our PECVD machine, the wafer has to be loaded on a 280 °C hot plate in air for about 30 seconds, before introduction in the vacuum chamber and pumping stage.

TABLE I
NBN THIN FILM PASSIVATION WITH MGO

NbN Sample	With MgO Without heating	Heating with MgO (1'-250°C)	Heating without MgO (1'-250°C)
T_c (K)	12.2	12.1	12.0
R_{sq} (Ωsq)	345	342	>400

Heating was done at 250 °C for 1 minute in air onto an NbN layer covered or not by MgO.

To avoid NbN oxidation due to substrate heating, a 10 nm thick MgO protecting layer is RF-sputtered [9] on the whole 4-inch wafer after SNSPD full processing including contacts. The SiN waveguides are then PECVD deposited and patterned by RIE partial etching. Finally, opening vias down to gold contacts are made by RIE etching of the SiN layer followed by a light chemical etching using a diluted H_3PO_4 bath to eliminate the MgO layer over the contacts. This technique has already been successful for planar NbN, with very low T_c loss and R_{sq} increase, as shown below in Table I. We conclude that the MgO layer slows the NbN degradation in air [9] even during short heating above 200 °C.

VI. SUMMARY AND PERSPECTIVES

We have shown that the infrared micro-spectrometer SWIFTS concept takes advantage of the full integration of a SiN optical waveguide on top of a 1D-SSPD Nanowire array able to oversample a colored standing wave. Proper design and critical steps in elaboration of 24-pixels integrated SWIFTS photonics device have been solved which clearly show the path to fully integrated larger micro-spectrometers.

Modeling, fabrication, optical coupling, and testing of the test vehicle waveguides have led to an optimized design of the loop interferometer. The e-beam patterning followed by MgO protection of very narrow, ~ 50 nm width, superconducting 24 Nanowires SNSPD arrays ($T_c \sim 12\text{K}$) were achieved on NbN film epitaxially grown onto 4-inch R-plane sapphire substrates. In this respect, the PECVD deposition and patterning of SiN monomode waveguide on top of SNSPD is shown to induce minimal degradation of the detectors. The experimental setup has been adapted specifically for hosting and for maintaining rigidly the sample with the optical fiber, as well as for ensuring 10-nm precision alignment, to achieve reliable optical coupling despite thermal relaxation of mechanical pieces.

Full elaboration of the 24-nanowires SWIFTS and testing SNSPD each sequentially in the single photon counting regime will allow further development of micro-spectrometers with higher spectral resolution involving a larger number of SNSPDs to increase the wave profile length of analysis. It will also rely on the achievement of a dedicated multiplexing and readout electronics based on NbN SQUID or RSFQ circuits [25], as a resolution of 1000 would require about 2700 nanowires in the configuration designed here.

Finally, the development of micro-SWIFTS for a relatively low cost, raise a large interest in astrophysics as applications can be multiple (differential spectrometers, fringe-trackers, ...) and also in the biomedical imaging area for spectral analysis in fluorescence tomography of organs.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank J.-M. Martinod from INAC, S. Valette and P. Labeye from LETI, and P. Benech, D. Constantin, and M. Gri from IMEP-LAHC for the helpful discussions, support on device conception, and experimental realizations.

REFERENCES

- [1] E. le Coarer E, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léronel Leblond, P. Kern, J.-M. Fedeli, and P. Royer, "Wavelength scale stationary waves integrated Fourier transform spectrometry," *Nat. Photonics*, vol. 1, p. 473, 2007.
- [2] B. Martin, "Study and realization of a compact spectrometer in glass integrated optics," Ph. D. thesis, IMEP-LAHC, INPG, Grenoble, France, 2009.
- [3] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, "Picosecond superconducting single-photon optical detector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 705–707, 2001.
- [4] C. E. Shannon, "Communication in the presence of noise," *IEEE Proc.*, vol. 72, no. 9, pp. 1192–1201, 1984, (Reprinted from IRE Proc., vol. 37(1), pp. 10–21, 1949).
- [5] L. Maingault, M. Tarkhov, I. Florya, A. Semenov, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, G. Gol'tsman, J.-P. Poizat, and J.-C. Villégier, "Spectral dependency of superconducting single photon detectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 116103, 2010.
- [6] R. E. de Lamaestre, L. Maingault, L. Frey, C. Constancias, P. Cavalier, J. C. Villégier, P. Odier, and J. P. Poizat, "Superconducting single photon detectors for ultrasensitive visible and IR detection," *Proc. SPIE*, vol. 7249, p. 72490Q, 2009.
- [7] E. A. Dauler, M. J. Stevens, B. Baek, R. J. Molnar, S. A. Hamilton, R. P. Mirin, S. W. Nam, and K. K. Berggren, "Measuring intensity correlations with a two-element superconducting nanowire single-photon detector," *Phys. Rev. A*, vol. 1050-2947, 2008.
- [8] X. Hu, C. W. Holzwarth, D. Masciarelli, E. A. Dauler, and K. Berggren, "Efficiently coupling light to superconducting nanowire single-photon detectors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, pp. 336–340, 2009.
- [9] J.-C. Villégier, S. Bouat, P. Cavalier, R. Setzu, R. E. de Lamaestre, C. Jorel, P. Odier, B. Guillet, L. Mechin, M.-P. Chauvat, and P. Ruterana, "Epitaxial Growth of Sputtered Ultra-thin NbN Layers and Junctions on Sapphire," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, pp. 3375–3378, 2009.
- [10] M. Lohmeyer, "Wave-matching-method for mode analysis of dielectric waveguides," *Opt. Quant. Electron.*, vol. 29, pp. 907–922, 1997.
- [11] M. Hammer, "Quadriridirectional eigenmode expansion scheme for 2-D modeling of wave propagation in integrated optics," *Optics Communications*, vol. 235(4–6), pp. 285–303, 2004.
- [12] M. Hammer, Metric and WMM tools [Online]. Available: <http://www.math.utwente.nl/~hammerm/>
- [13] K. Tien, R. Ulrich, and R. J. Martin, "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 14, p. 291, 1969.
- [14] E. Silberstein, P. Lalanne, J. P. Hugonin, and Q. Cao, "On the use of grating theory in integrated optics," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 18, p. 2865, 2001.
- [15] D. Bucci, B. Martin, and A. Morand, "Study of propagation modes of bent waveguides and micro-ring resonators by means of the Aperiodic Fourier Modal Method," *Proc. SPIE*, vol. 7597, p. 75970U, 2010.
- [16] F. Ladouceur, J. D. Love, and T. J. Senden, "Effect of side wall roughness in buried channel waveguides," *IEEE Proc.-Optoelectron.*, vol. 141, no. 4, 1994.
- [17] F. P. Payne and J. P. R. Lacey, "A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, pp. 977–986, 1994.
- [18] O. Solgaard, *Photonic Microsystems*. New York: Springer, 2009, pp. 175–181.
- [19] H.-M. Lee, M.-C. Oh, H. Park, W.-Y. Hwang, and J.-J. Kim, "End-face scattering in integrated-optical waveguides," *Appl. Opt.*, vol. 36, p. 34, 1997.
- [20] C. Constancias, R. E. de Lamaestre, O. Louveau, P. Cavalier, and J.-C. Villégier, "Patterning issues in superconducting nanowire single photon detector fabrication," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. B 25, no. 6, pp. 2041–2044, 2007.
- [21] J. Kitaygorsky, S. Dorenbos, E. Reiger, R. Schouten, V. Zwiller, and R. Sobolewski, "HEMT-based readout technique for dark- and photon-count studies in NbN superconducting single-photon detectors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, pp. 346–349, 2009.
- [22] E. Reiger, S. Dorenbos, V. Zwiller, A. Korneev, G. Chulkova, I. Milostnaya, O. Minaeva, G. Gol'tsman, J. Kitaygorsky, D. Pan, W. Slys, A. Jukna, and R. Sobolewski, "Spectroscopy with nanostructured superconducting single photon detectors," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 934–943, 2007.
- [23] A. Kerman, J. Yang, R. Molnar, E. A. Dauler, and K. Berggren, "Electrothermal feedback in superconducting nanowire single-photon detectors," *Phys. Rev. B*, vol. 79, p. 100509, 2009.
- [24] R. E. de Lamaestre, P. Odier, and J.-C. Villégier, "Microstructure of NbN epitaxial ultrathin films grown on A-, M-, and R-plane sapphire," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 23, 2007.
- [25] H. Terai, S. Miki, T. Yamashita, K. Makise, and Z. Wang, "Demonstration of single-flux-quantum readout operation for superconducting single-photon detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 112510, 2010.

Préparée au sein du CEA – Grenoble / Institut Nanosciences et Cryogénie (INAC)
Service de Physique Statistique, Magnétisme et Supraconductivité (SPSMS)
Groupe Dispositifs Supraconducteurs (GDS)
17 rue des Martyrs, 38000 Grenoble, France.

Echantillonnage direct d'interférences lumineuses à l'aide de nanodétecteurs supraconducteurs pour la réalisation d'un microspectromètre SWIFTS.

Ce travail porte sur la réalisation d'un microspectromètre SWIFTS (Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer) incluant des compteurs de photons SNSPD (Superconducting Nanowire Single Photon Detector). Il met en œuvre un interféromètre intégré à guide d'onde en arête bouclé, en SiN, sous lequel sont disposés 24 nanofils supraconducteurs SNSPD en NbN échantillonnant les interférences au pas de 160nm, à une longueur d'onde centrée sur 1.55 μ m.

La conception, l'étude des composantes optique et électronique, la fabrication et la caractérisation à 4.2K sont décrites, jusqu'à la mise en évidence d'une modulation de puissance lumineuse dans le guide conformément à la formation attendue d'interférences.

Le SWIFTS-SNSPD constitue le premier dispositif optoélectronique supraconducteur à part entière, doublement intégré. Sa capacité unique d'échantillonnage direct de franges d'interférences ouvre de nombreuses perspectives, pour des applications allant de l'astrophysique aux télécoms.

Mots clés : SWIFTS, Spectromètre à transformée de Fourier, Dispositif Intégré Supraconducteur, Optoélectronique Intégrée Refroidie, SNSPD NbN, Compteur de Photons Supraconducteur

Direct sampling of light interferences with superconducting nanodetectors for the realization of a SWIFTS microspectrometer.

This work presents the realization of a SWIFTS (Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer) micro-spectrometer with SNSPD (Superconducting Nanowire Single Photon Detector) photon counters. The device features an integrated interferometer made of a SiN loop ridge-waveguide, with an array of 24 NbN-nanowire SNSPD underneath that samples at a 160nm period the interferogram of a laser light, at a wavelength centred on 1.55 μ m.

The conception, preliminary studies of integrated optics and electronics, fabrication and characterization at 4.2K of the final device are described, in particular the observation of the detected signal modulation in the waveguide in agreement with the expected interference formation.

The SWIFTS-SNSPD constitutes the first stand-alone, fully integrated superconducting optoelectronic device. Its unique capability of direct sampling of light interferogram opens numerous perspectives, with possible applications ranging from astrophysics to telecommunications.

Keywords: SWIFTS, Fourier Transform Spectrometer, Superconducting Integrated Devices, Cooled Integrated Optoelectronics, NbN SNSPD, Superconducting Photon Counter

